

**Spektroskopie von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{32}\text{P}$  mit hoher  
Energieauflösung über die (d,p)-Reaktion  
mit polarisierten Deuteronen**

**Franz Josef Eckle**

Disbui. München

1988



Spektroskopie von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{32}\text{P}$  mit hoher Energieauflösung über  
die (d,p)-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

Dissertation  
der Fakultät für Physik  
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
Franz Josef Eckle  
aus Ulm

München, den 19.5.1988

1. Gutachter: Prof. G. Graw
2. Gutachter: Prof. H.H. Wolter

Tag der mündlichen Prüfung: 22.7.1988

## Inhalt

|                                                                   |    |
|-------------------------------------------------------------------|----|
| Zusammenfassung                                                   | 1  |
| I. Einleitung                                                     | 3  |
| II. Experimentelle Durchführung                                   | 9  |
| 1. Der polarisierte Deuteronenstrahl                              | 9  |
| 2. Aufbau in der Targetkammer                                     | 11 |
| 3. Targets                                                        | 14 |
| 4. Magnetspektrograph                                             | 17 |
| 5. Fokalebenendetektor                                            | 19 |
| III. Theoretische Grundlagen                                      | 22 |
| 1. DWBA-Analyse                                                   | 22 |
| 2. OCBA-Analyse                                                   | 32 |
| 3. Mikroskopisches Quasiteilchen-Phonon-<br>Kopplungsmodell (RPA) | 36 |
| 4. Genauigkeit des spektroskopischen Faktors                      | 39 |
| IV. Auswertung der Daten                                          | 55 |
| 1. Verarbeitung der Daten                                         | 55 |
| 2. Energieeichung                                                 | 56 |
| 3. Winkelverteilungen                                             | 70 |

|                                                                                                                                              |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| V. Diskussion der Ergebnisse                                                                                                                 | 100 |
| 1. Vergleich der spektroskopischen Ergebnisse<br>mit der Literatur                                                                           | 100 |
| 2. Vergleich der experimentellen Ergebnisse<br>für $^{41}\text{Ca}$ mit den RPA-Rechnungen                                                   | 102 |
| 3. Vergleich der spektroskopischen Faktoren aus der<br>"well depth"-Methode mit denen aus der<br>"surface peak"-Methode für $^{41}\text{Ca}$ | 112 |
| 4. Vergleich der spektroskopischen Ergebnisse für<br>Phosphor mit den Schalenmodellrechnungen                                                | 116 |
| Schlußbetrachtung                                                                                                                            | 119 |
| Literaturverzeichnis                                                                                                                         | 121 |

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die spektroskopischen Ergebnisse der  $(\vec{d},p)$ -Reaktion an  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{31}\text{P}$  vorgestellt. Die Daten wurden mit polarisierten Deuteronen der Energie 20 MeV am Q3D-Magnetspektrographen gewonnen.

Die nahezu untergrundfreien Spektren, die mit einer sehr hohen energetischen Auflösung von 5 - 6 keV bei Streuwinkeln zwischen  $5^\circ$  und  $55^\circ$  aufgenommen wurden, ermöglichen es, eine sehr große Zahl von Niveaus aufzulösen, deren Anregungsenergie zu bestimmen und Übergänge an Targetverunreinigungen mit Kernen ähnlicher Masse zu identifizieren.

Durch Vergleich der Daten von differentiellém Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke mit DWBA-("Distorted Wave Born Approximation") und CCBA-("Coupled Channel Born Approximation") Rechnungen konnte für die meisten Zustände der transferierte Bahn- und Gesamtdrehimpuls zugeordnet und der spektroskopische Faktor des Übergangs bestimmt werden.

In der Reaktion  $^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$  gibt die Bevölkerung von überwiegend leeren Schalen Aufschluß über die Verteilung der Einteilchenstärke; der Transfer in Lochzustände tritt auf bei unvollständigem Schalenabschluß des Kerns.

Neben vielen Neuuzuordnungen von Spin und Parität der Endzustände wurde erstmals ein überwiegender Teil der  $1f_{5/2}$ -Stärke und ein bemerkenswerter Teil der  $1g_{9/2}$ -Stärke beobachtet.

Der Vergleich dieser spektroskopischen Ergebnisse mit mikroskopischen Rechnungen im Rahmen des Quasiteilchen-Phonon-Kopplungsmodells (RPA, "Random Phase Approximation") über einen großen Anregungsenergiebereich bis zur Neutronenemissionsschwelle und viele Quantenzahlen gibt Einblick in die Leistungsfähigkeit des Modells. Die gute Übereinstimmung der beobachteten und berechneten Lochstärken für die  $1d_{5/2}$ -,  $2s_{1/2}$ - und  $1d_{3/2}$ -Orbitale zeigt die weitgehende Abgeschlossenheit dieser Schalen und gibt insbe-

sondere keinen Hinweis auf eine Entvölkerung, die über den Rahmen des "Pairing"-Modells hinausgeht. Diese Studie ergänzt ähnliche Untersuchungen an Blei.

Die aus der mikroskopischen Rechnung erhaltenen mittleren quadratischen Radien der Wellenfunktion des transferierten Neutrons wurden zur Charakterisierung des Formfaktors verwendet und mit den entsprechenden Radien aus zwei globalen Methoden im Rahmen der DWBA - "well depth"- und "surface peak"-Methode - verglichen. Es zeigt sich, daß für Zustände, die in der Nähe der entsprechenden Einteilchenenergien liegen, individuelle Abweichungen von den mikroskopischen Werten auftreten können. Der globale Trend, die Zunahme des RMS-Radius mit der Anregungsenergie, wird sowohl von der "well depth"- als auch von der "surface peak"-Methode richtig wiedergegeben. Bei Zuständen, die wie die Lochzustände energetisch weit von der ungestörten Einteilchenenergie entfernt sind, zeigt sich, daß nur die "well depth"-Methode die mittlere Zunahme der RMS-Radien der mikroskopischen Zustände mit der Anregungsenergie wiedergibt.

Die  $(\vec{d},p)$ -Reaktion an  $^{31}\text{P}$  stellt eine Untersuchung an einem Kern mit Spin  $1/2$  dar. Ein besonderer Aspekt dieser Messung war die Auflösung der Dublettstruktur, die durch Ankopplung des Gesamtdrehimpulses des transferierten Neutrons an den Spin des Targetkerns entsteht, und die Bestimmung der Mischungskoeffizienten der beiden möglichen transferierten Gesamtdrehimpulse, die zu einem Endzustand beitragen.

Wie bei  $^{41}\text{Ca}$  konnten auch hier vielen Zuständen erstmals Spin und Parität zugeordnet werden. Insbesondere konnte die Mischung des  $p_{1/2}$ - und  $p_{3/2}$ -Transfers bestimmt werden.

Für Zustände positiver Parität mit den Drehimpulsen  $I = 1, 2$  und  $3$  gibt es Schalenmodellrechnungen. Durch Vergleich der Ergebnisse (Anregungsenergie, spektroskopischer Faktor und Mischungskoeffizient) mit diesen Rechnungen konnte die Verlässlichkeit des Modells bestätigt werden.

## I. Einleitung

### Übersicht

Gegenstand dieser Arbeit ist die Spektroskopie von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{32}\text{P}$  über die  $(\vec{d},p)$ -Reaktion bei einer Einschußenergie der polarisierten Deuteronen von 20 MeV.

Bei Transferreaktionen mit vektorpolarisierten Deuteronen gibt es neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt als zusätzliche Observable die Analysierstärke, das ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Polarisationsrichtung des Deuteronenstrahles. Bei diesen Einschußenergien kann die  $(d,p)$ -Reaktion als direkter Prozeß behandelt werden, der durch die DWBA ("Distorted Wave Born Approximation") beschrieben wird. Durch Vergleich der Daten von differentiellem Wirkungsquerschnitt mit diesen Rechnungen wird der transferierte Bahndrehimpuls ( $l$ ) festgelegt und die Reproduktion der Spinabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, der Analysierstärke, läßt eine Unterscheidung der Stellung des Neutronenspins relativ zum Bahndrehimpuls zu, d.h., erlaubt die Festlegung des Gesamtdrehimpulses ( $j$ )

$$j = l + 1/2 \text{ oder } j = l - 1/2.$$

Wegen der bei beiden Kernen bei hohen Anregungsenergien liegenden Neutronenemissionsschwelle ( $B_n = 0$  bei  $E_x \approx 8$  MeV) ist Spektroskopie über einen weiten Anregungsenergiebereich möglich, falls die experimentelle Auflösung ausreicht, die Linien zu trennen. Bisher wurden bei  $(d,p)$ -Reaktionen an Calcium Auflösungen um 10 keV (Bro-68) und an Phosphor um 8 keV (vGa-73) erreicht. Diese Messungen wurden mit unpolarisiertem Strahl durchgeführt. Deren Analyse war insbesondere durch Compoundkernbeiträge erschwert, die bei der Einschußenergie von 10 MeV wegen der geringen Zahl

offener Reaktionskanäle auftreten.

Bei beiden Kernen ist die Bestimmung von Spin und Parität der Endzustände oberhalb von 5 MeV Anregungsenergie weitgehend nicht erfolgt. Die Quantenzahlen der tiefer liegenden Zustände sind insbesondere durch  $\gamma$ -spektroskopische Untersuchungen bekannt.

### Auswahl der Targetkerne

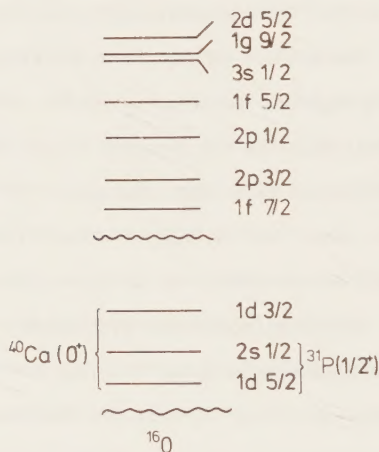


Fig.I.1.: Schematische Darstellung der energetischen Lage der Neutronenschalen für  $^{32}\text{P}$  und  $^{41}\text{Ca}$ . Die relativen Abstände der einzelnen Orbitale entsprechen den RPA-Werten für  $^{41}\text{Ca}$ . Zusätzlich angedeutet ist die vom Schalenmodell erwartete Grundzustandskonfiguration für beide Targetkerne und der Schalenabschluß bei  $N = 20$ . Der Energieabstand vom  $1d_{5/2}$ - zum  $2d_{5/2}$ -Orbital beträgt (im Rahmen der Annahmen) 22 MeV.

a)  $^{40}\text{Ca}$ 

Wegen der doppelt abgeschlossenen Schale ( $N = Z = 20$ ) ist  $^{40}\text{Ca}$  ein besonders interessanter Kern. Insbesondere ist es wichtig zu untersuchen, inwieweit Modellrechnungen die experimentell beobachteten Eigenschaften beschreiben. Neben spektroskopischen Gesichtspunkten, wie der Beobachtung der zu erwartenden  $1f_{5/2}$ - und  $1g_{9/2}$ -Stärke, interessiert die Aufspaltung der Einteilchenstärke in den überwiegend leeren Schalen ( $1f$ ,  $2p$ ,  $1g$ ) und die restliche Lochstärke der abgeschlossenen Schalen ( $1d$ ,  $2s$ ) (Fig. I.1).

Der Vergleich der Verteilungen der Einteilchenstärken für die in Fig. I.1 gezeigten Quantenzahlen über einen großen Anregungsenergiebereich stellt einen sehr empfindlichen Test für Ergebnisse aus dem Quasiteilchen-Phonon-Kopplungsmodell dar. Diese Rechnungen sind auf Drei-Quasiteilchen-Konfigurationen begrenzt, erfassen jedoch in der Sequenz der Schalenmodellzustände einen sehr großen Konfigurationsraum, so daß mehrere wichtige Aspekte im Rahmen der heutigen Möglichkeiten, numerisch zu rechnen, "realistisch" behandelt sind. Der Vergleich gibt Aufschluß über die Verlässlichkeit des Modells, das unter anderem in Vielstufentheorien zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen Anwendung findet (Tam-82, Bre-88). Diese erstmals vorliegenden, sehr detaillierten mikroskopischen Rechnungen ermöglichen es, auch die üblichen Näherungen, die bei der Berechnung des Formfaktors in DWBA-Rechnungen gemacht werden, kritisch zu untersuchen.

Der Transfer in Lochzustände der im wesentlichen besetzten Schalen und die daraus resultierende gesamte Lochstärke ist sehr interessant geworden. Zu dieser Frage gibt es Untersuchungen an  $^{208}\text{Pb}$ ; wegen des doppelt magischen Charakters ist der Vergleich mit  $^{40}\text{Ca}$  interessant. Bei Blei gibt es Untersuchungen zur Abgeschlossenheit der Protonenschale durch Proton-Pick-up- und Elektronenstreuexperimente (Gra-87, Pap-87, Rad-88). Um Rück-

schluß auf den Mechanismus, der - im Rahmen der verschiedenen Modelle (Pan-84, Jam-85) - zu einer teilweisen Entleerung der besetzten Schalen führt, zu bekommen, ist es wichtig, die aufsummierte Lochstärke möglichst vollständig zu bestimmen. Dazu sind gute Auflösung und ein weiter Anregungsenergiebereich unerlässlich. Außerdem sollten die Messungen bis zu extremen Vorwärtswinkeln durchgeführt werden, um auch  $l = 0$  Transfer in die tiefer liegende  $2s_{1/2}$ -Schale (Fig.I.1) eindeutig bestimmen zu können.

Unter den vielen bisherigen Arbeiten zu  $^{41}\text{Ca}$  (in (End-78) ist eine Zusammenfassung gegeben) möchte ich die für diese Arbeit relevanten herausgreifen. In die Energieeichung gingen Untersuchungen der  $^{40}\text{Ca}(n,n')$ - (Gru-67, Cra-70), der  $^{38}\text{Ar}(\alpha, n\gamma)$ - (Lis-76, Lis-77) und der  $^{40}\text{Ca}(d, p\gamma)$ - Reaktion (Tab-75) ein. Die Ergebnisse der beiden umfassenden spektroskopischen (d,p)-Studien mit guter Auflösung (15 bzw. 10 keV), die mit unpolarisierten Deuteronen bei einer Einschußenergie von 7 bzw. 10 MeV (Bel-65, Bro-68) durchgeführt wurden, benutzte ich als Hilfe bei der Klassifizierung des transferierten Drehimpulses.

## b) $^{31}\text{P}$

Der Targetkern  $^{31}\text{P}$  ist einer der wenigen Kerne mit Gesamtdrehimpuls  $1/2^+$  im Grundzustand. Wegen des  $1/2^+$ -Grundzustandes ergibt sich bei Ein-Neutron-Transfer eine Dublettstruktur. Ziel war es, diese Struktur über einen großen Anregungsenergiebereich aufzulösen und die Mischung der beiden möglichen Gesamtdrehimpulse zu bestimmen. Für  $^{32}\text{P}$  gelang es noch unter Berücksichtigung der vollen s-d-Schale (Fig.I.1), Strukturrechnungen im Rahmen des Schalenmodells durchzuführen. Diese Rechnungen sind nicht auf Drei-Quasiteilchen-Konfigurationen wie bei  $^{41}\text{Ca}$  eingeschränkt. Im Gegensatz zu diesen erfassen sie auch die Konfigurationen höherer Seniorität,

sind dafür jedoch auf den sehr engen Bereich von Orbitalen der 2s-, 1d-Schale eingeschränkt. Dies bedingt für die Ein-Neutron-Transferreaktion die Einschränkung auf Zustände positiver Parität mit Gesamtdrehimpulsen  $I = 1, 2, 3$ . Für einen Kern in der Mitte der s-d-Schale stellt der damit aufgespannte Konfigurationsraum derzeit die Grenze der numerischen Möglichkeiten dar, entsprechend sollte der Vergleich der Modellzustände und der gemessenen Zustände ein in vieler Hinsicht realistisches und anspruchsvolles Modell testen.

Wegen der schwierigen Targetherstellung gibt es nur sehr wenige Untersuchungen zur Spektroskopie von  $^{32}\text{P}$ . Bei den beiden (d,p)-Messungen mit unpolarisierten Deuteronen (vGA-73, Hol-62), die bei 10 bzw. 7 MeV Ein-schußenergie durchgeführt wurden, lag die Auflösung bei 8 bzw. 40 keV. Andere Untersuchungen (in (End-78) ist eine Zusammenfassung gegeben) benutzten die ( $\vec{d},\alpha$ )-Reaktion an  $^{34}\text{S}$  und die ( $\alpha,p\gamma$ )-Reaktion an  $^{29}\text{Si}$ .

Um bei beiden Kernen die zur Messung über einen großen Anregungsenergiebereich notwendige gute Auflösung zu erreichen, und den Wirkungsquerschnitt möglichst genau zu bestimmen, waren verschiedene Voraussetzungen zu erfüllen: es war eine ausgefeilte Targettechnik nötig, die die Herstellung elementarer Phosphortargets ermöglicht und die verhindert, daß das Targetmaterial mit Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff in Berührung kommt. Die Targetflächendichte mußte mit einem Monitordetektor überwacht werden. Der Aufbau mußte so gestaltet sein, daß auch extreme Vorwärtswinkel gemessen werden konnten. Geeignete Verfahren wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt.

### Analyse der Daten

Für beide Kerne wurden bis ca. 9 MeV Anregungsenergie zwischen Streuwinkeln von 5 und 55 Grad Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke gemessen. Mittels einer Energieeichung wurden die Anregungsenergien der bevölkerten Niveaus bestimmt. Durch Vergleich der Daten mit DWBA- bzw. CCBA-Rechnungen erhält man spektroskopische Faktoren und somit die Verteilung der Einteilchenstärken und die Lochstärken.

### Gliederung der Arbeit

Im folgenden will ich zuerst auf die experimentellen Gegebenheiten eingehen.

Im dritten Kapitel möchte ich kurz die DWBA und ihre Erweiterung auf gekoppelte Kanäle vorstellen und das Quasiteilchen-Phonon-Kopplungsmodell beschreiben.

Anschließend wird die Handhabung der sehr großen Datenmenge erläutert, die Energieeichung der Spektren vorgestellt und die Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke im Vergleich mit Rechnungen gezeigt.

Im letzten Teil werden die Ergebnisse zusammengefaßt und mit den theoretischen Modellen verglichen.

## II. Experimentelle Durchführung

Die Experimente wurden mit der neuen Lambshiftquelle (Sch-S5) am Münchener MP Tandembeschleuniger mit einer Strahlenergie der polarisierten Deuteronen von 20 MeV am Q3D-Magnetspektrographen (Sca-74) durchgeführt.

### 1. Der polarisierte Deuteronenstrahl

Mit der Lambshiftquelle sind verschiedene Betriebsarten möglich: Im "Spinfiltermode" können bei optimaler Transmission durch den Tandem Targetströme bis zu 400 nA erreicht werden bei Polarisierungen der selektierten magnetischen Unterzustände des Deuterons von 75 % des theoretischen Wertes. Höhere Strahlintensitäten erlaubt der "Sonamode" (bis zu 1  $\mu$ A) mit allerdings kleinerem Absolutwert der Vektorpolarisation und verschwindender Tensorpolarisation. Ein Nachteil im zweiten Fall ist: die beiden Einstellungen der Polarisationsrichtungen können sich ionenoptisch stark unterscheiden - kleine Asymmetrien in der Quelle können möglicherweise störenden Untergrund im Detektor durch Anstreifen des Strahles erzeugen. Nur ein Teil der Ca-Daten wurde mit dem "Spinfilterstrahl" gemessen. Die anderen Messungen erfolgten kurz vor der Generalwartung des Beschleunigers. Wegen verschiedener Mängel im Strahltransportsystem des Tandembeschleunigers betrug die Transmission zum Teil nur noch 50 %. Deshalb wurden die restlichen Ca-Daten und die gesamten Phosphordaten mit dem "Sonastrahl" gewonnen. Die Strahlintensitäten lagen zwischen 100 nA und 350 nA am Target bei einer Polarisation von  $\approx 60$  %. Die Polarisation wurde mit der "Quench-Ratio-Methode" (Ohl-70) ermittelt und regelmässig überprüft.

Als Meßgrößen ergeben sich

- der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{pol}} = \sigma_{\text{unp}} \left( 1 + \frac{3}{2} P_3 A_y y + \frac{1}{2} P_{33} A_{yy} y^2 \right)$$

- die Vektoranalysierstärke

$$A_y = \frac{1}{3P_3} \left( \frac{\sigma_{\text{pol}(+y)} - \sigma_{\text{pol}(-y)}}{\sigma_{\text{unp}}} \right)$$

mit  $P_3$ : Vektorpolarisation,  $P_{33}$ : Tensorpolarisation des Strahles und  $A_{yy}$ : Tensoranalysierstärke.

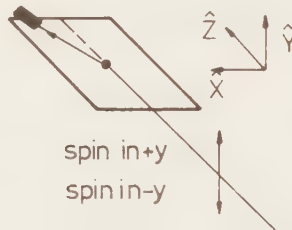


Fig.II.1: Koordinatensystem am Target mit Detektor links. Die Polarisation wird relativ zur Streunormalen ( $\hat{y}$ -Achse) eingestellt.

Die Tensoranalysierstärke wurde bei diesem Experiment nicht ausgewertet, da sie für die Spektroskopie, wie sie im folgenden beschrieben wird, keine zusätzliche Information liefert. Die Tensoranalysierstärken haben eine wesentliche Bedeutung bei der Bestimmung des Tensorpotentials in der Streuung (Fri-80) und bei "finite range"-Effekten wie D-Zustandsbeimischungen im Deuteron, Triton,  $^3\text{He}$  und  $\alpha$ -Teilchen (Mer-87).

Auf weitere Einzelheiten bezüglich Lambshiftquelle, Berechnung der Analysierstärken und des differentiellen Wirkungsquerschnitts will ich hier nicht weiter eingehen, da sie bereits ausführlich in (Eck-82a, Eck-82b, Fri-80, Mer-79, Mer-87 und Sch-85) beschrieben wurden.

## 2. Aufbau in der Targetkammer

Fig.II.2 zeigt schematisch den neu entwickelten Aufbau in der Targetkammer des Q3D-Spektrographen. Zur Kontrolle der Lage des Strahls werden die Stromanzeigen an der festinstallierten 4-Sektorenblende am Eintritt in die Targetkammer, der Blende kurz danach mit einer kleineren Öffnung, an der Targetleiter mit verschiedenen großen Fädelblenden und die gestoppte Intensität im Faradycup benutzt. Die zweite Blende mußte eingebaut werden, um trotz des sehr unruhigen Strahls zu gewährleisten, daß immer das Target getroffen wird. Sie kann nur bei Transferreaktionen benutzt werden, da sie bei anstreifendem Strahl niederenergetischen Deuteronenuntergrund im Detektor erzeugt. Diese Deuteronen wurden im Detektor identifiziert und abgetrennt.

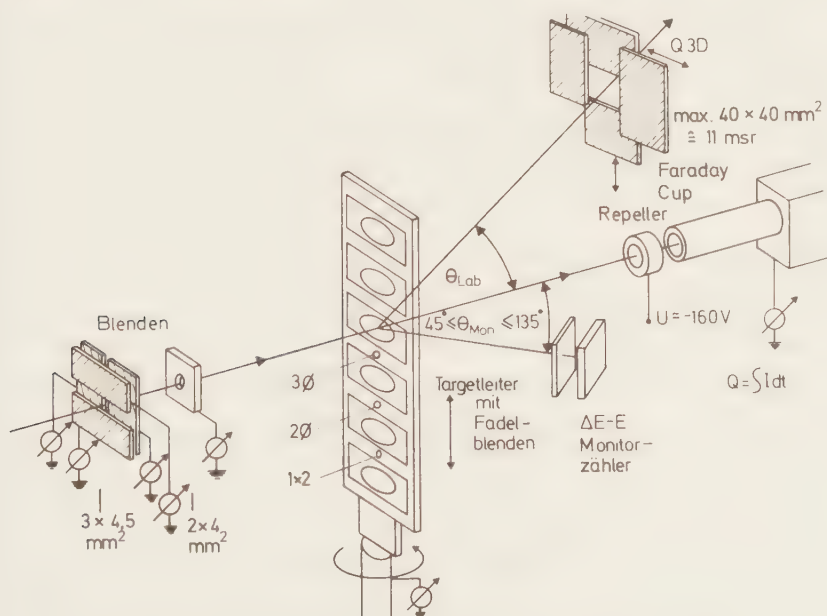


Fig.II.2: Schematische Darstellung des Aufbaus in der Targetkammer

Der Faradaycup besteht jetzt aus Graphit, um ein schnelles Abklingen der Radioaktivität nach dem Experiment zu gewährleisten. Um die Wärme, die beim Stoppen des Strahles entsteht ( $\leq 6$  Watt), ableiten zu können, wurde der Cup mit einem Hochtemperaturkleber mit guten Wärmeleitungseigenschaften (Duralco ceramic adhesive, Fa. Cotronics Corporation Brooklyn, New York USA) zusammengeklebt und zur elektrischen Isolation 0.6 mm dünne Reinst-Aluminiumoxidkeramik-Scheiben verwendet. Durch diese Bauweise konnten die Dimensionen des Cups klein gehalten werden, so daß auch bei extremen Vorwärtswinkeln von  $\theta_{\text{Lab}} \geq 3^\circ$  (mit reduziertem Raumwinkel) ohne Abschatten des vom Q3D akzeptierten Raumwinkels gemessen werden kann (Mer-87). Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde der Deuteronenuntergrund bei den extremen Vorwärtswinkeln so groß, daß Streuwinkel kleiner als  $5^\circ$  nicht mehr sinnvoll waren.

Um die beim Auftreffen des Strahls freiwerdenden Elektronen im Cup zu halten und vom Target kommende Elektronen vom Cup abzustoßen, wurde davor eine elektrostatische Elektrode angebracht, die bei -160 V arbeitet. Diese Maßnahme ändert die Normierung des Wirkungsquerschnitts um 5 %.

Auf der, vom Strahl aus gesehen rechten Seite, befindet sich ein Monitorzähler zur Überwachung der Targetdicke. Beim Ca-Experiment wurde dieser Detektor nicht benutzt, da wir von anderen Experimenten wissen, daß bei "problemlosen" Targets Cupintegration und Monitor innerhalb von 1 % übereinstimmen. Anders sind die Verhältnisse beim Phosphor. Bei Vorexperimenten stellten wir fest, daß durch Beschuß oder längere Lagerung der Targets Löcher auftreten können. Deshalb benutzten wir zur Normierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke die mit dem Monitordetektor simultan gemessene elastische Deuteronenstreuung. Um eine kinematische Trennung der am Kohlenstoff gestreuten Teilchen und der am Phosphor gestreuten zu bekommen, wurde der Zähler so konstruiert, daß er

unabhängig vom Q3D-Streuwinkel im Winkelbereich  $45^\circ \leq \theta_{\text{Mon}} \leq 135^\circ$  gefahren werden kann.

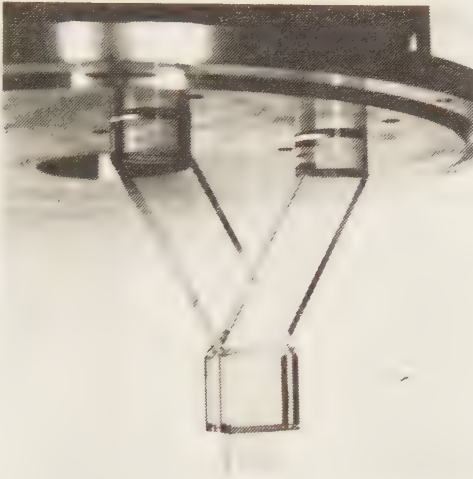


Fig.II.3: Monitordetektor (ohne Bleiabschirmung). Am unteren Ende der Plexiglaslichtleiter sind die Szintillatorplättchen zu erkennen.

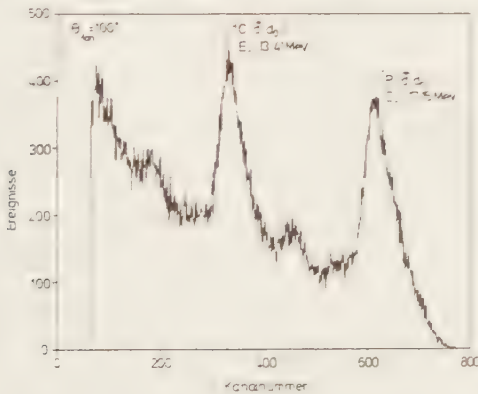


Fig.II.4: Elastische Deuteronenstreuung an einem Phosphortarget mit Kohlenstoffbacking im Monitordetektor bei einem Streuwinkel von  $100^\circ$ .

Wegen der verwendeten Szintillatorplättchen konnte der Raumwinkel so groß wie der maximale Q3D-Raumwinkel (11 msr) gemacht werden, um Vergleichsmessungen Q3D - Monitor durchführen zu können. Ein weiterer Vorteil des Szintillationsmaterials ist, daß die schnellen Signale scharfe Koinzidenzbedingungen ( $\approx 20$  nsec) ermöglichen und somit eine gute Untergrundunterdrückung gewährleisten. Außerdem ist das Material praktisch unempfindlich gegen Strahlungsschäden. Die Energieauflösung liegt bei ca. 1 MeV. Weitere Einzelheiten sind in (Eck-85) beschrieben.

### 3. Targets

Die metallischen  $^{40}\text{Ca}$ -Targets (99.9 % Anreicherung) wurden durch reduktives Verdampfen im Hochvakuum (Mai-81) erzeugt, wobei sich der Dampf auf Kohlenstoff abscheidet. Um neben den Kohlenstoff-Fremdlinien nicht noch weitere Verunreinigungen in den Spektren zu sehen, muß verhindert werden, daß das Targetmaterial mit Luft in Berührung kommt. Dazu entwickelten wir ein komplexes Schleusensystem (Fig.II.5), das es erlaubt, die Targets aus der Verdampfungsanlage unter Hochvakuum in eine hochreine Argon-Atmosphäre (Sauerstoffgehalt  $< 1$  ppm) zu transportieren und dort auf die Targetleiter für das Experiment zu montieren. Diese Targetleiter wird dann mit einer weiteren Schleuse - evakuiert - zum Meßplatz gebracht. Die Targets können dann in die Targetkammer geschleust werden, ohne das Vakuum zu brechen. Für Experimente an einem anderen Meßplatz ( $4\pi$ -Kammer) können die Targets dem dortigen Targeteinschub unter Vakuum übergeben werden und dann in die Kammer geschleust werden. Zwischen den Experimenten werden die Targets im Hochvakuum aufbewahrt (Mai-82).

Für die Phosphortargets sollte elementarer Phosphor verwendet werden, da alle in Frage kommenden Verbindungen wegen der großen Anzahl an

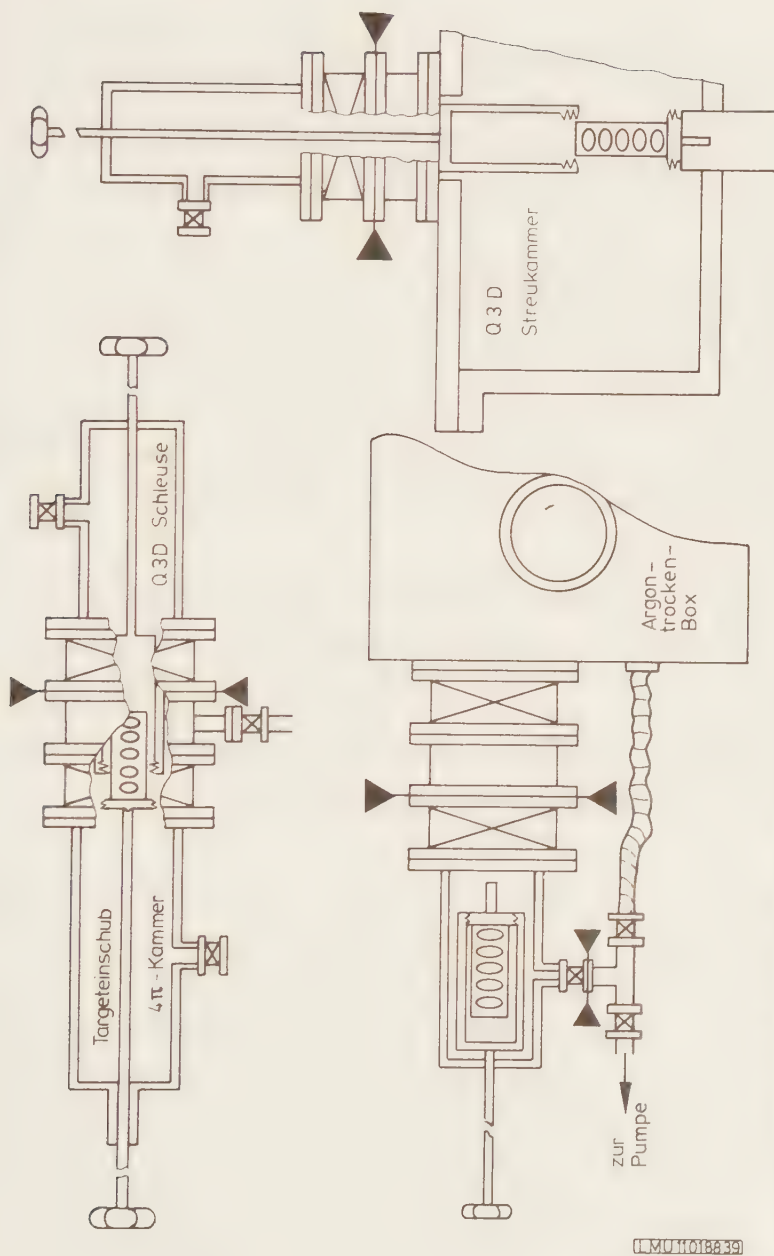


Fig. II.5: Schematische Darstellung des Schleusungsprozesses. Die Pfeile markieren die Anflansstellen.

zusätzlichen Linien eine Spektroskopie im Bereich hoher Anregungsenergie unmöglich gemacht hätten. Es stellte sich leider erst nachträglich heraus, daß als Verunreinigung neben dem Kohlenstoffbacking auch Silizium (einige %) auftritt, da beim Herstellungsprozeß Quarzsand ( $\text{SiO}_2$ ) beigelegt war (Hol-85).

Die Targets wurden durch Verdampfen von elementarem Phosphor und Kondensieren des roten Phosphors auf einem gekühlten Substrat, das mit einem Trennmittel bedeckt war, um die Targets ablösen zu können, hergestellt (Mai-85). Wir verwendeten weiße Aluminiumoxidkeramik, damit die Wärmestrahlung des 1500 K heißen Ofens die Kondensation des Phosphors nicht verhindert. Die Phosphorfolien wurden aus Stabilitätsgründen noch mit Kohlenstoff bedampft.

Mit unseren Targetflächendichten von  $110 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ) auf  $13 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  Kohlenstoff und  $130 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  ( $^{31}\text{P}$ ) auf  $10 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  Kohlenstoff ist für die Linienform wegen der Energieverluststreuung eine asymmetrische Landau-Verteilung mit einem ausgeprägten niederenergetischen Fuß zu erwarten (Sym-48). Es ergeben sich folgende errechnete Landau-Halbwertsbreiten:

$$\Gamma_{^{32}\text{P}} = 1.3 \text{ keV} \quad \text{und} \quad \Gamma_{^{41}\text{Ca}} = 1.2 \text{ keV}.$$

Zur beobachteten Linienbreite gibt es neben der Energieverluststreuung weitere Beiträge. Die Größe des Targetflecks von ca. 1 mm führt aufgrund der ortsabhängigen Vergrößerung des Q3D (Sch-74) zu einem 1.5 bis 2.1 mm breiten Bild in der Fokalebene. Die bei diesen Experimenten schlechte Energiestabilität des Tandems von  $\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  trägt mit ca. 4 keV zur Linienbreite bei. Damit ist der Einfluß der dünnen Targets auf die erreichbare Auflösung vergleichsweise gering. Bei optimalen Verhältnissen lassen sich mit diesen Targetdicken Halbwertsbreiten um 4 keV erreichen, wie die ersten Experimente nach dem Umbau des Beschleunigers zeigten. Eine

weitere Verbesserung der Auflösung kann durch Verwendung von 0.5 mm breiten Strichtargets erreicht werden. Es stellte sich leider erst während der Experimente mit dem unruhig laufenden Beschleuniger heraus, daß die Auflösung mit etwas dickeren Targets nicht wesentlich verschlechtert worden wäre.

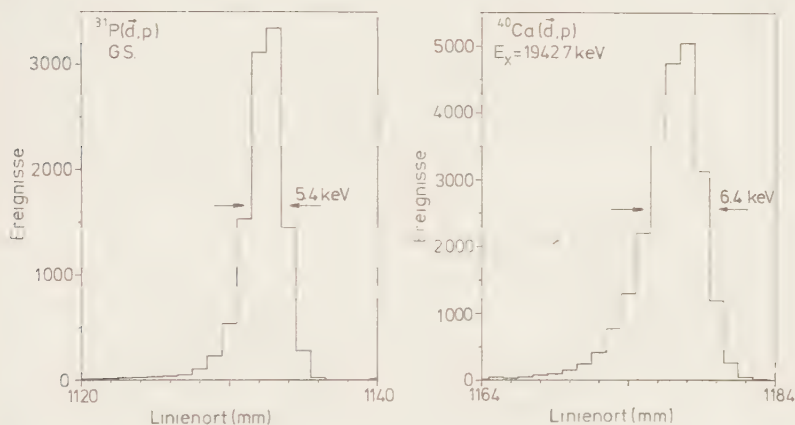


Fig.II.6: Halbwertsbreiten bei einem Streuwinkel von  $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$  ( $^{31}\text{P}(\vec{d},p)$ ) und  $\theta_{\text{Lab}} = 22.5^\circ$  ( $^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$ ) bei vollem Raumwinkel (11 msr).

#### 4. Magnetspektrograph

Für Experimente mit höchster Auflösung der geladenen Reaktionsprodukte haben wir in München einen Magnetspektrographen, bestehend aus einem Quadrupol, drei Dipolen und einem kinematischen Korrektürelement zur Verfeinerung (Fig.II.7). Die Dispersion des Q3D ist ortsabhängig. Bei vollem Raumwinkel und einer Ausdehnung des Targetflecks von 1 mm in horizontaler Richtung liegt die Auflösung bei  $\frac{\Delta E}{E} = 2 \cdot 10^{-4}$  (Sca-74).

Durch die Impulsselektion im Magnetfeld

$$r = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{2mE}}{qB}$$

mit  $r$ : Bahnradius,  $B$ : Dipolfeld,  $E$ ,  $q$ ,  $m$ : Energie, Ladung, Masse des Ejektils,

unterdrückt der Spektrograph weitgehend andere Reaktionskanäle, so daß in vielen Fällen nahezu untergrundfreies Messen bei Transferreaktionen möglich ist.

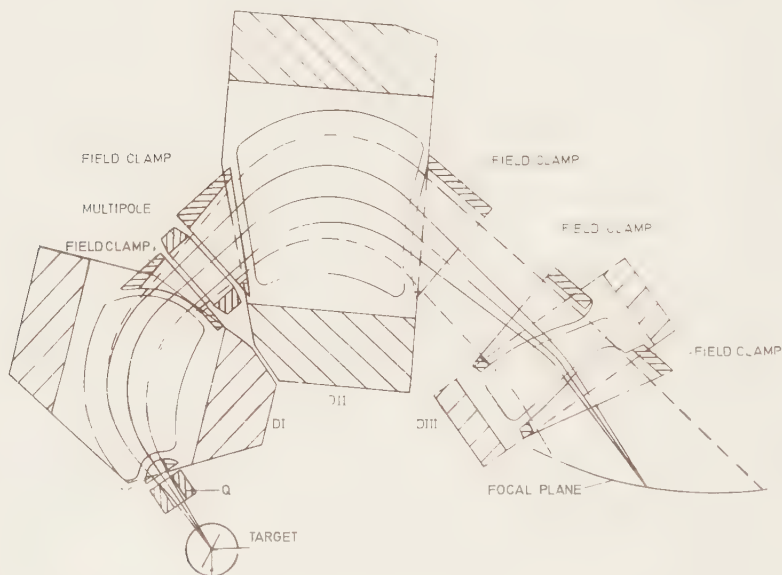


Fig.II.7: Q3D-Magnetspektrograph (entnommen aus (Sca-74)).

Der nichtdispersive Quadrupol erlaubt eine Verschiebung der Fokalebene, um optimale Auflösung im Detektor zu erhalten und erzeugt ein vertikales Zwischenbild an dem ein weiterer Quadrupol (Multipol in Fig.II.7) kinematische Effekte, die besonders bei leichten Targets eine Rolle spielen, korrigiert. Aberrationen werden durch die spezielle Formung der Polschuhe bis zur fünften Ordnung einschließlich korrigiert (Sch-74).

Die Fokalebene des Q3D ist gekrümmt. Die Dispersion längs der Fokalebene ist ortsabhängig und variiert zwischen 13.5 und  $22.0 \frac{m}{\Delta p}$  (Sch-74).

P

Die Vergrößerung in horizontaler Richtung beträgt ungefähr 2 (Sch-74).

## 5. Fokalebenenendetektor

Bei allen Experimenten wurde der neue Fokalebenenendetektor (Her-87) mit einer aktiven Länge von 1.2 m benutzt (Fig.II.8), der parallel zu den hier beschriebenen Experimenten entwickelt wurde.

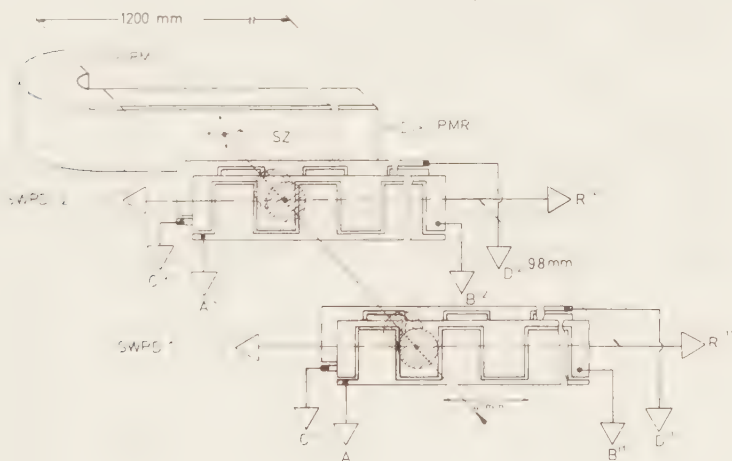


Fig.II.8: Schematische Darstellung des Detektors.

Der Detektor besteht aus drei aktiven Bauelementen: zwei Eindrahtproportionalzählern (SWPD) mit modular strukturierten Kathoden und einer Szintillationseinheit, bestehend aus einem Szintillator mit aufgeklebtem Plexiglaslichtleiter. Bei ( $\vec{d}, p$ )-Experimenten wird als Trigger Koinzidenz

zwischen den drei Einheiten verlangt. Durch die aufeinanderfolgenden SWPD's besteht die Möglichkeit, die Fokalebene des Q3D zu rekonstruieren. Bei diesen Experimenten lag sie jeweils auf dem Draht der 1. Ebene.

Zur Teilchenidentifikation werden die beiden Energieverlustsignale aus den SWPD's mit dem Energierestsinal aus dem Szintillator verglichen.

Die Kathodenfolien der SWPC's sind periodisch in zwei galvanisch entkoppelte Hälften geteilt (Periodenlänge 40 mm). Die durch Stoßionisation erzeugte, ausgedehnte Ladungsverteilung der Elektronen an den Drähten erzeugt influenzierte Signale auf den Kathodenfolien. Dadurch entstehen periodische Ortsspektren, deren Periodennummer aus dem Anodenort ermittelt wird. Die Reduktion der aktiven Zählerlänge von 1.2 m auf 40 mm verringert die Einflüsse des Rauschpegels auf die Ortsinformation um den Reduktionsfaktor. Die Linien des Ortsspektrums werden schmaler (Fig.II.9) und die Bestimmung des Ortes genauer.

Die große aktive Länge des Detektors gestattet es, über einen verhältnismäßig großen Energiebereich ( $\approx 2$  MeV) mit einer Magnetfeldeinstellung des Spektrographen zu messen.



Fig.II.9: Vergleich zwischen Kathodenspektrum (durchgezogen) und Anodenspektrum (gestrichelt). In beiden Fällen wurde zur Untergrundunterdrückung nur Koinzidenz zwischen den drei Detektoreinheiten verlangt.

### III. Theoretische Grundlagen

Die hier ausgeführten Analysen mit DWBA- bzw. OCBA-Rechnungen (nach der "well depth"-Methode) wurden mit dem Programm CHUCK3 (Com-SO) durchgeführt. Zusätzliche DWBA-Rechnungen gemäß der "surface peak"-Methode machte ich mit dem Code DWUCK4A (Kun-82), den uns Herr Nann zur Verfügung stellte. Die mikroskopischen Strukturrechnungen für  $^{41}\text{Ca}$  nach dem Quasiteilchen-Phonon-Kopplungsmodell entstanden in Zusammenarbeit mit Herrn Lenske, der die Rechnungen mit seinen Programmen ausführte. Die Ergebnisse der Schalenmodellrechnungen für  $^{32}\text{P}$  von Herrn Wildenthal wurden über Herrn Nann mitgeteilt.

#### 1. DWBA-Analyse

Ich möchte mich im folgenden auf den Spezialfall der Reaktion  $A(d,p)B$  beschränken. In Fig.III.1 sind das Impulsdigramm und die Koordinaten des "stripping"-Prozesses dargestellt.



Fig.III.1: Impulsdigramm und Koordinatensystem für die Reaktion  $A(d,p)$ .

Die exakte Lösung  $\psi$  des Streuzustands beinhaltet alle möglichen Reaktionskanäle und ist i. A. nicht zugänglich. Ausgehend von der Schrödinger-Gleichung für das Gesamtsystem müssen Näherungen gemacht werden.

Die "distorted wave Born approximation (DWBA)" geht von der Annahme aus, daß die elastische Streuung beim Stoßprozeß zweier Kerne dominiert. Transferprozesse können als Störung der elastischen Streuung betrachtet werden. Aus diesem Grund wird ein optisches Potential eingeführt (Gle-83), das nur von den Relativkoordinaten der beiden Kerne im betrachteten Kanal abhängt. Dieses Potential soll die elastische Streuung in dem entsprechenden Kanal so gut wie möglich beschreiben. Bei der (d,p)-Reaktion werden also Potentiale für die elastische Deuteronen- und Protonenstreuung benötigt. Da die Vielzahl der möglichen Reaktionskanäle Fluß aus den elastischen Kanälen nimmt, müssen die optischen Potentiale komplexe Terme enthalten, die diese Absorption aufnehmen. Als einziges Kopplungspotential verbleibt das zwischen Neutron und Proton zum Deuteron.

Mit Hilfe eines Separationsansatzes vereinfacht sich die Wellenfunktion des Gesamtsystems  $\psi$  auf eine Entwicklung in die inneren Wellenfunktionen von A,d,B ( $\psi_A$ ,  $\psi_d$ ,  $\psi_B$ ) und auf die "distorted waves" ( $\chi_d$ ,  $\chi_p$ ) im Eingangs- bzw. Ausgangskanal, welche jeweils die elastische Streuung in einem optischen Potential beschreiben,

$$\psi_m = \chi_d \psi_d \psi_A + \chi_p \psi_B$$

wobei die optischen Potentiale so angepaßt werden, daß sie die elastische Streuung bei der entsprechenden Energie beschreiben.

Die Übergangsamplitude in DWBA-Näherung ist (Gle-83):

$$T_{\text{DWBA}} = \int \chi_p^{(-)*}(\vec{k}_p, \vec{r}_p) (\psi_B | V | \psi_A \psi_d) \chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}) d\vec{R} d\vec{r}_p$$

Die "distorted waves" genügen den Randbedingungen einer einlaufenden ebenen Welle plus auslaufender (+) Streuwelle bzw. dem zeitumgekehrten Vorgang (-).

Das Übergangspotential  $V$  folgt für die "Post"-Wechselwirkung unter der Annahme von Zweikörperkräften:

$$V = V_{pB} - U_{pB} = V_{pn} + V_{pA} - U_{pB} \approx V_{pn}$$

wobei  $U_{pB}$  das optische Potential für die Streuung der Protonen am Endkern B darstellt. Die Wechselwirkung des Protons mit den A Nukleonen im Kern A wird näherungsweise gleich dem optischen Potential gesetzt, das für die elastische Streuung des Protons am Kern B verantwortlich ist.

Eine weitere Näherung stellt die "zero-range"-Approximation (Gle-83) dar, bei der das Proton am selben Punkt emittiert wird, an dem das Deuteron eingefangen wurde:

$$V_{pn}(\vec{r}) \psi_d(\vec{r}) = D_0 \delta(\vec{r})$$

In dieser Näherung trägt nur der s-Zustand des Deuterons bei. Es zeigt sich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke weitgehend unempfindlich auf die D-Zustandsbeimischungen sind. Nur die hier nicht gemessenen Tensoranalysierstärken sind als Observable mit dem tensoriellen Rang 2 sensitiv auf D-Zustandsbeimischungen, ebenfalls eine Größe mit dem tensoriellen Rang 2. Damit vereinfacht sich die Übergangsamplitude zu (Gle-83):

$$T_{DWBA}^{Zr} \simeq D_0 \int \chi_p^{(-)*}(\vec{k}_p, \frac{A}{A+1}\vec{r}_n) (\psi_B, \psi_A) \chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_n) d\vec{r}_n$$

Die innere Wellenfunktion des Endkerns B wird nach Zuständen des Ausgangskerns A und einem angekoppelten Neutron entwickelt ("fractional parentage"-Entwicklung) (Gle-83):

$$\psi_{JB}^{M_B}(A, \vec{r}_n) = \sum_{A'} \sum_j \sum_l \sum_n \beta_{jl}(B, A') \mathcal{A}[\psi_{JA'}(A) \varphi_{nlj}(\vec{r}_n)]_{JB}^{M_B}$$

mit  $A'$ : angeregte Zustände in A und  $\mathcal{A}$ : Antisymmetrisierungsoperator

Falls das Neutron in einen unbesetzten Einteilchenschalenmodellzustand eines Kerns mit einer abgeschlossenen Neutronenschale transferiert wird, vereinfacht sich die Entwicklung zu:

$$\psi_{JB}^{M_B}(A, \vec{r}_n) = \mathcal{A} \psi_0^0(A) \varphi_{nlj}^m(\vec{r}_n) \delta_{jj_B} \delta_{mM_B}$$

Bezüglich der Aufspaltung der Einteilchenstärke stellen die Entwicklungs-

koeffizienten  $\beta_{1j}^2(B,A)$  die spektroskopischen Faktoren  $S_{1j}$  der Endzustände für eine Radialquantenzahl  $n$  dar. Üblicherweise nimmt man an, daß nur eine Radialquantenzahl beiträgt, so daß die Summation über  $n$  entfällt. Die Übergangsamplitude läßt sich somit als ein Produkt aus spektroskopischem Faktor, der nur von den Kerneigenschaften abhängt, einem Kinematikanteil aus dem Überlapp der Wellenfunktionen der Relativbewegung und der Wellenfunktion des transferierten Neutrons darstellen (Gle-83):

$$T_{DWBA}^{Zr} \sim B_1^{m_1} \sqrt{S_{1j}}$$

mit

$$B_1^{m_1} \sim \int \chi_p^{(-)*}(\vec{k}_p, \frac{A}{A+1}\vec{r}_n) \varphi_{nlj}^{m*}(\vec{r}_n) \chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_n) d\vec{r}_n$$

Nach Partialwellenentwicklung der "distorted waves" können die Winkelintegrationen analytisch ausgeführt werden, so daß sich das dreidimensionale Integral auf Summen von radialen Integralen reduziert, die numerisch berechnet werden.

Die Eigenschaften der Clebsch-Gordon-Koeffizienten führen zu folgenden Auswahlregeln für den Gesamtdrehimpuls  $J_B$  und die Parität  $\Pi_B$  des Endzustandes im Kern B (Gle-83):

$$\vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{J} = \vec{J}_A + \vec{L} + \vec{S}$$

$$\Pi_B = \Pi_A (-1)^L.$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Strahl und Target ist (Gle-83):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \frac{m_d m_p}{2} \frac{k_p}{k_d} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_l \sum_j \sum_{m_l} S_{lj} |B_1^{m_l}|^2.$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für ein bestimmtes  $l$  und  $j$  läßt sich schreiben als:

$$\sigma_{lj} = C S_{lj} \sum_m |B_1^{m_l}|^2 \equiv \sigma_{DWBA} S_{lj}$$

Wenn nur eine  $(l,j)$ -Kombination zur Reaktion beiträgt, wie es ausge-

hend vom  $0^+$ -Grundzustand in  $^{40}\text{Ca}$  der Fall ist, kann der spektroskopische Faktor eines Übergangs durch:

$$S_{lj} = \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{DWBA}}}$$

empirisch bestimmt werden.

Im Falle des  $1/2^+$ -Grundzustandes in  $^{31}\text{P}$  können zwei  $(l,j)$ -Kombinationen zum Endzustand in  $^{32}\text{P}$  beitragen. Unter Vernachlässigung der sehr kleinen Spin-Spin-Kräfte zwischen Target und Projektil können diese Beiträge in inkohärenter Weise berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt für den Übergang zum Gesamtdrehimpuls  $J_B$  in  $^{32}\text{P}$  ist dann gegeben durch:

$$\sigma_{J_B} = |\alpha_{l_1 j_1}|^2 \sigma_{l_1 j_1} + |\alpha_{l_2 j_2}|^2 \sigma_{l_2 j_2}$$

wobei auch der Fall  $l_1=l_2$  möglich ist.

Der spektroskopische Faktor für einen bestimmten transferierten Drehimpuls  $j_1$  ergibt sich zu:

$$S_{l_1 j_1} = \alpha_{l_1 j_1}^2 \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{J_B}}$$

Der spektroskopische Faktor ist ein Maß für die Reinheit des Einteilchencharakters eines Übergangs. Für die Besetzung von leeren Schalen wie etwa der  $1f$ -,  $2p$ -,  $1g$ -Schale in  $^{40}\text{Ca}$ , würde ein spektroskopischer Faktor von eins die Bevölkerung eines reinen Schalenmodellzustandes bedeuten. Da in die Bestimmung des DWBA-Wirkungsquerschnitts die empirisch bestimmten Potentiale für Eingangs- bzw. Ausgangskanal und die Wellenfunktion des Neutrons eingehen, hängt somit auch der experimentell ermittelte spektroskopische Faktor von der Wahl der Potentiale und insbesondere auch von der Geometrie des Neutronenbindungspotentials ab. Im 4. Abschnitt dieses Kapitels werde ich noch näher darauf eingehen.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich auch für ungebundene Zustände bestimmen, solange sie noch durch die Zentrifugalbarriere "quasi" gebunden

werden (Com-78). Insbesondere für Drehimpulse größer als  $l = 1$  ist so noch eine Analyse möglich. Da die Berechnung der radialen Integrale aus programmtechnischen Gründen nur bis zu einem maximalen Radius durchgeführt werden kann, wobei aus programmtechnischen Gründen der Quotient aus  $R_{\max}$  und Schrittweite nicht größer als 400 sein darf, ist für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wichtig, daß die Wellenfunktion durch die Barriere stark genug gedämpft wird. Aus dem stetigen Verlauf des berechneten Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Anregungsenergie (Fig.III.2) sieht man, daß zumindest für kleine Energien oberhalb der Neutronenemissionsschwelle keine speziellen Verfahren – wie z.B. das Huby-Mines Verfahren oder die Methode nach Vincent und Fortune (Com-78) – zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts nötig sind.

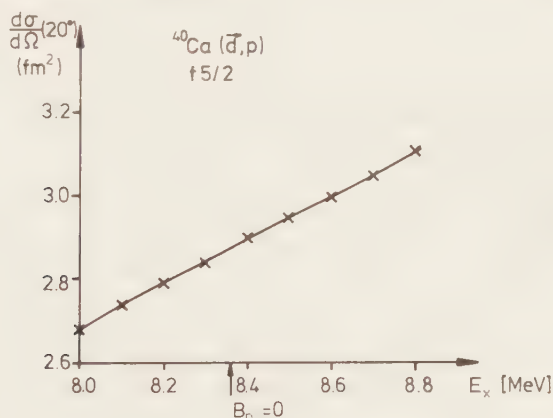


Fig.III.2: DWBA-Wirkungsquerschnitte im Bereich hoher Anregungsenergie in  $^{41}\text{Ca}$  für  $f5/2$  Zustände. Das Neutron ist ab einer Anregungsenergie von 8.363 MeV ungebunden. Die gezeigten Werte wurden mit einer Schrittweite von .1 fm und einem  $R_{\max}$  von 40 fm erhalten. Sie unterscheiden sich nicht von den Rechnungen für .15 fm und 60 fm bzw. .20 fm und 80 fm. Die durchgezogene Linie dient zur Führung des Auges.

Die Information über den bei der Reaktion übertragenen Drehimpuls steckt im Integral  $B_1^{m_1}$ . Um an einem übersichtlichen Beispiel den Zusammenhang zwischen Form der Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts und transferiertem Drehimpuls zu demonstrieren, werde ich kurz die "plane wave Born approximation (PWBA)" skizzieren, da diese Näherung zu analytischen Ausdrücken für die Übergangsamplitude führt.

In der PWBA werden die "distorted waves" durch ebene Wellen ersetzt:

$$T \sim \int e^{-i\vec{k}_p \cdot \vec{r}} (\psi_{A+1} | V(\vec{r}) | \psi_A \psi_d) e^{i\vec{k}_d \cdot \vec{r}} d\vec{r} d\vec{r}_p$$

Der Kern A habe abgeschlossene Schalen und A+1 ein Neutron in einer sonst leeren Schale. Das Potential  $V(\vec{r})$  bewirke den Übergang. In der "zero range"-Näherung ergibt sich für die Übergangsamplitude:

$$T \sim \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_n} \varphi_{n1} j_1(\vec{r}_n) d\vec{r}_n$$

Nach Partialwellenentwicklung der ebenen Welle vereinfacht sich der Ausdruck für die Übergangsamplitude zu:

$$T \sim \int j_1(qr) u_{n1}(r) dr$$

mit  $j_1$ : Besselfunktionen und  $u_{n1}$ : Radialwellenfunktionen des Neutronzustandes.

Zur weiteren Vereinfachung sei noch angenommen, daß die Reaktion an der Oberfläche des Kerns mit Radius R stattfindet und daß das Integral durch den Wert des Integranden an der Oberfläche dargestellt werden kann:

$$T \sim j_1(qR)$$

$$\text{somit} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |j_1(qR)|^2$$

$$\text{wobei} \quad q = \sqrt{k_d^2 + k_p^2 - 2k_p k_d \cos\theta}.$$

Hieran sieht man besonders deutlich, daß die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für verschiedene transferierte Drehimpulse einen unterschiedlichen Verlauf hat, der charakteristisch für den Wert des

übertragenen Drehimpulses ist. Insbesondere die Lage des ersten Maximums in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  erlaubt eine eindeutige Identifizierung von  $l$  (Fig.III.3).

Für den übertragenen Drehimpuls gilt in dem Modell, in dem der Targetkern Zuschauer ist, näherungsweise:

$$l = \Delta L = R q = r_0 A^{1/3} q.$$

Die Lage des ersten Maximums ist ungefähr gegeben durch:

$$\theta = \arccos \left[ \frac{k_d^2 + k_p^2 - \left[ \frac{\Delta L}{r_0 A^{1/3}} \right]^2}{2k_p k_d} \right]$$

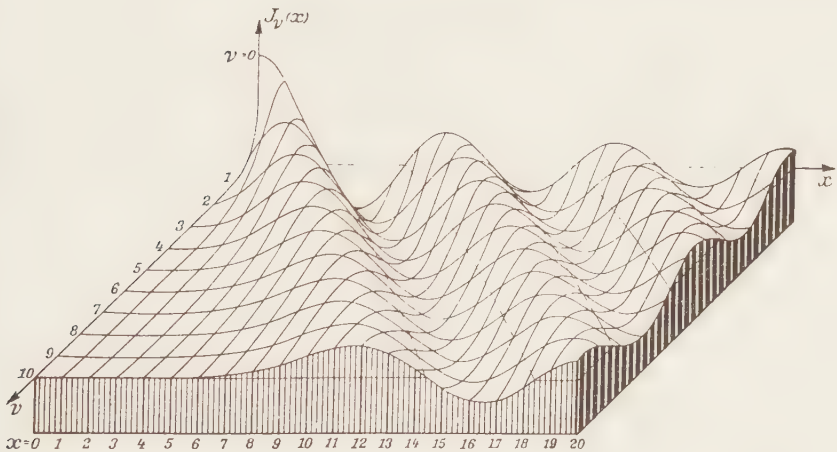


Fig.III.3: Dreidimensionale Darstellung der Besselfunktionen (aus (Jah-66) entnommen). Nach rechts ist das Argument der Funktion aufgetragen ( $\approx \theta$ ), nach vorne der Index (Drehimpuls) und nach oben der Wert der Funktion ( $\approx T$ ). Für größere Drehimpulse ( $v$ ) liegt das erste Maximum bei größerem Winkel.

Im nichtrelativistischen Fall ergeben sich  $k_p$  und  $k_d$  aus

$$\frac{\hbar^2 k_p^2}{2 m_p} = \frac{\hbar^2 k_d^2}{4 m_p} + Q$$

wobei zur Vereinfachung  $m_d = 2 m_p$  gesetzt wurde.

Somit ist  $k_p = k_d$  für  $Q = E_d$

Wenn der  $Q$ -Wert der betrachteten Reaktion gleich der Einschußenergie des Deuterons wäre, ist der Winkel des maximalen Wirkungsquerschnitts direkt proportional zum übertragenen Drehimpuls (kinematisch gut angepaßte Reaktion). Ist dagegen der  $Q$ -Wert klein gegen die Deuteronenenergie, muß der übertragene Drehimpuls einen Mindestwert erreichen, damit der Arcuscossinus überhaupt definiert ist (Fig.III.4) (kinematisch schlechte Anpassung).

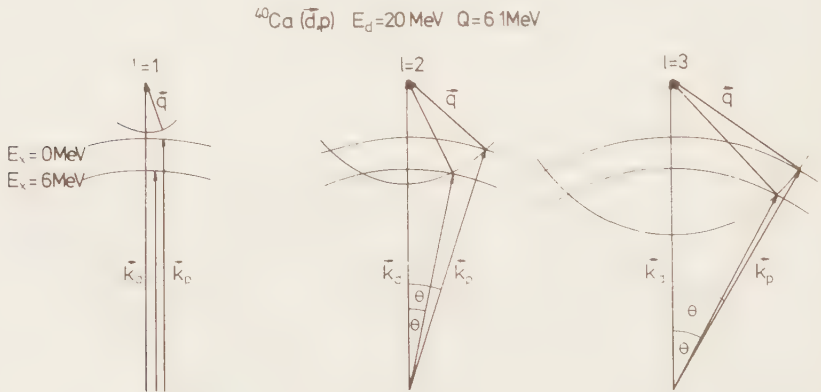


Fig.III.4: Kinematische Verhältnisse für die Reaktion  $^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$  bei einer Einschußenergie von 20 MeV für verschiedene Drehimpulse.  $\vec{k}_d$  bezeichnet den Deuteronenimpuls,  $\vec{k}_p$  den Protonenimpuls bei einer Anregungsenergie von 0 bzw. 6 MeV und  $\vec{q}$  stellt den Neutronenimpuls dar. Die Kreisausschnitte stellen zum einen die Länge des Protonenimpulses bei 0 bzw. 6 MeV und zum anderen die Länge des Neutronenimpulsvektors dar. An den Schnittpunkten der Kreise gilt  $\vec{k}_d = \vec{k}_p + \vec{q}$ .

Aus Fig.III.4 sieht man, daß erst für transferierte Drehimpulse größer als  $l = 2$  das Maximum des Wirkungsquerschnitts deutlich von  $0^\circ$  wegrückt. Dieses einfache Bild wird in der Tendenz von den berechneten DWBA-Wirkungsquerschnitten (Fig.III.5) wiedergegeben. Ein ausgeprägtes erstes Maximum ist bei einer Einschußenergie von 20 MeV erst für Drehimpulse größer als  $l = 3$  zu beobachten. Für  $l = 1$  bis 3 ist der Wirkungsquerschnitt im Vorwärtswinkelbereich nahezu winkelunabhängig. Allerdings ist die Länge des Plateaus und der Abfall charakteristisch für  $l$  und somit ist auch bei 20 MeV eine eindeutige  $l$ -Zuordnung möglich. Es ist aber wesentlich, daß der gesamte Vorwärtswinkelbereich bei der Messung abgedeckt wird. Die zunächst vorteilhafter erscheinenden Verhältnisse bei 10 MeV werden durch starke Compoundkernbeiträge, die insbesondere eine Auswertung von schwachen Linien unmöglich machten (Bro-68, vCa-73), wesentlich komplizierter. In dieser Hinsicht hat man bei Calcium (Q-Wert=6.1 MeV) und Phosphor (Q-Wert=5.7 MeV) eine problematische Situation.

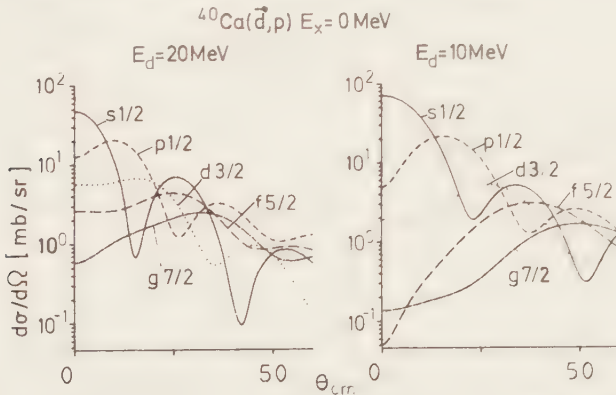


Fig.III.5: DWBA-Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$  bei einer Einschußenergie von 20 bzw. 10 MeV für verschiedene Drehimpulse bei einer Anregungsenergie von 0 MeV.

## 2. OCBA-Analyse

Die Annahme eines direkten Überganges vom Anfangs- in den Endzustand ist in manchen Fällen keine gute Näherung, insbesondere für Zustände mit kleinem spektroskopischem Faktor. Zusätzlich können die Kerne vor bzw. nach dem Transfer eines Neutrons durch Projektil bzw. Ejektil inelastisch angeregt werden. Hierbei spielen insbesondere kollektive Übergänge eine wichtige Rolle. Die tiefer liegenden kollektiven Zustände in  $^{40}\text{Ca}$  sind in Fig. III.6a eingezeichnet. Wegen des magischen Charakters von  $^{40}\text{Ca}$  ist die Oktupolanregung besonders stark ausgeprägt. Der erste  $3^-$ -Zustand liegt mit 3.74 MeV energetisch sehr tief.

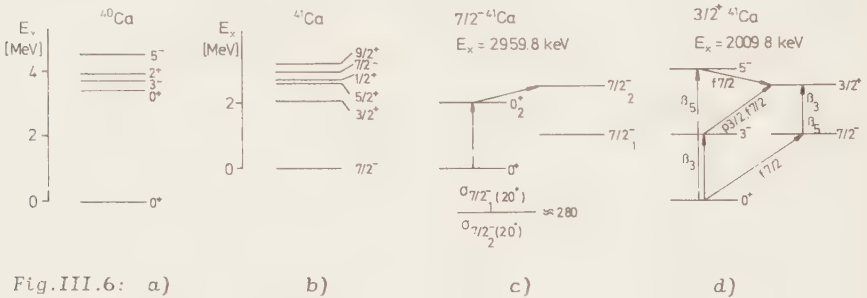


Fig. III.6: a)

b)

c)

d)

a) Anregungsspektrum von  $^{40}\text{Ca}$  bis ca. 5 MeV.

b) tiefliegende Zustände in  $^{41}\text{Ca}$ , die sich für inelastischen Transfer anbieten

c) Bevölkerung des  $7/2^-$ -Zustandes bei  $E_x = 2958.8 \text{ keV}$  über den zweiten  $0^+$ -Zustand in  $^{40}\text{Ca}$ . Der experimentelle Wirkungsquerschnitt bei  $20^\circ$  ist 280 mal kleiner als der des Transfers zum  $1f7/2$  Grundzustand.

d) mögliche inelastische Prozesse, die zum  $3/2^+$  Endzustand führen können.

Wegen des magischen Charakters von  $^{40}\text{Ca}$  ist zu erwarten, daß die Teilchenzustände ( $1f7/2$ ,  $2p3/2$ ,  $2p1/2$ ,  $1f5/2$ ) bevorzugt über den direkten

Neutronentransfer bevölkert werden. Allerdings ist aus der (p,t)-Reaktion an  $^{42}\text{Ca}$  und  $^{43}\text{Ca}$  bekannt (Set-74), daß der  $7/2^-$ -Zustand bei  $E_x = 2959.8$  keV durch inelastischen Transfer über den zweiten  $0^+$ -Zustand bei  $E_x = 3352.1$  keV erreicht wird (Fig.III.6c). Das ungefähr gleiche Verhältnis der (p,t)-Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma_{0_1^+}}{\sigma_{0_2^+}} \approx \frac{\sigma_{7/2_1^-}}{\sigma_{7/2_2^-}} \approx 3$$

(Set-74) läßt vermuten, daß der Transfer Einteilchencharakter mit spektroskopischem Faktor  $\approx 1$  bezüglich des  $0_2^+$ -Zustandes hat. Da die DWBA-Analyse der  $^{40}\text{Ca}(d,p)$ -Reaktion eine falsche Zuordnung des Drehimpulses (Fig.III.7) liefert, wurden alle Zustände deren Wirkungsquerschnitte im Vorwärtswinkelbereich kleiner als die des  $7/2^-$ -Zustandes bei  $E_x = 2959.8$  keV (d.h.  $\leq 20 \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$ ) sind in Tabelle IV.3. und entsprechend für  $^{32}\text{P}$  in Tabelle IV.4 mit n.d. (nicht direkt) klassifiziert und nicht analysiert.

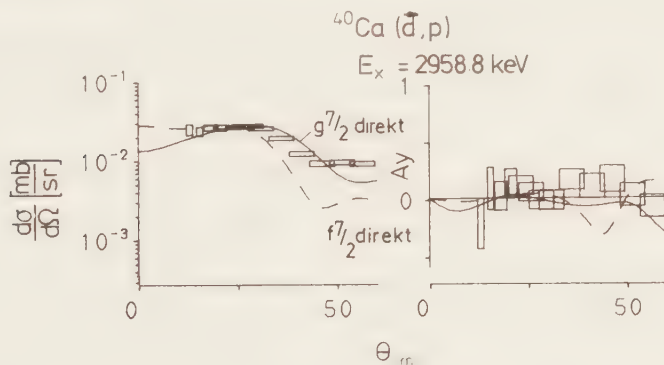


Fig.III.7: DWBA-Analyse für den  $7/2^-$ -Zustand bei  $E_x = 2959.8$  keV in  $^{41}\text{Ca}$ . Ein  $l = 4$  Transfer beschreibt die Daten deutlich besser als  $l = 3$ .

Für Zustände positiver Parität ( $d5/2$ ,  $s1/2$ ,  $d3/2$ ,  $g9/2$ ), insbesondere die tiefstliegenden, bietet sich der  $3_1^-$ - und der  $5_1^-$ -Zustand, beide mit starker Kollektivität, und Transfer eines  $f7/2^-$ ,  $p3/2^-$  und  $p1/2^-$ -Neutrons

als mögliche Alternative zum direkten Transfer an. Diese drei direkten Übergänge haben große Wirkungsquerschnitte in den tiefstliegenden Zuständen (Tab.IV.3). Die Konfiguration  $3^- \times f7/2$  ist wegen der starken Kollektivität des Übergangs  $0^+ \rightarrow 3^-$  ( $\beta_3 = 0.28$  (Cle-88)) und des sehr großen Wirkungsquerschnitts für den  $1f7/2$  Transfer wohl am wichtigsten. Mit dieser Konfiguration können alle positiven Paritätszustände von  $1/2^+$  bis  $13/2^+$  erzeugt werden.

Da die Wirkungsquerschnitte für die Loch- oder Teilchenzustände positiver Parität sehr klein sind (Tab.IV.3), spielt die Kopplung dieser Zustände an die  $3^-$ -Anregung des  $^{40}\text{Ca}$ -Rumpfes zur Erzeugung von Zuständen negativer Parität dagegen eine vernachlässigbare Rolle. Die Rumpfanregungsbeiträge wurden daher nur in der Analyse der positiven Paritätszustände mit der CCBA-Methode ("coupled channel Born approximation") berücksichtigt. Zur Vereinfachung und aus Gründen der Eindeutigkeit bei der Amplitudenbestimmung (Fig.III.6d)) haben wir uns auf folgende Konfiguration beschränkt:

$$|j_{fi}\rangle = \alpha_1 |\text{direkt}\rangle + \alpha_2 |3^- \times 1f7/2\rangle$$

Die reellen Amplituden  $\alpha_i$ , mit der Vorzeichenkonvention  $\alpha_i \geq 0$ , wurden mittels einer  $\chi^2$ -Analyse durch Vergleich von Wirkungsquerschnittsdaten mit CCBA-Rechnungen empirisch bestimmt.

Die Übergangsamplitude in CCBA ist analog zur DWBA gegeben (Gle-83):

$$T_{\beta\alpha} = \sum_{\alpha'\beta'} \langle \chi_{\beta'}^{(-)*} \psi_{\beta'} | V | \chi_{\alpha'}^{(+)} \psi_{\alpha'} \rangle$$

wobei hier allerdings die  $\chi$  verallgemeinerte "distorted waves" darstellen, die explizit die Kopplung zwischen dem elastischen Kanal und den angeregten inelastischen Kanälen enthalten. Analog zur DWBA-Methode wird das Matrixelement  $T_{\beta\alpha}$  vereinfacht. In unserem Fall ergibt sich in symbolischer Schreibweise:

$$\begin{aligned}
T_{dp}^{OCBA} \sim & \alpha_1 \left\{ \chi_{p_j}^{(-)*} \varphi_{n1j} \chi_{d_{0^+}}^{(+)} d\vec{r} \right. \\
& + \frac{\alpha_2}{\sqrt{2}} \left\{ \chi_{p_j}^{(-)*} \varphi_{1f7/2} \chi_{d_{0^+}}^{3-(+)} d\vec{r} \right. \\
& \left. + \frac{\alpha_2}{\sqrt{2}} \left\{ \chi_{p_{f7/2}}^{j(-)*} \varphi_{1f7/2} \chi_{d_{0^+}}^{(+)} d\vec{r} \right. \right.
\end{aligned}$$

Der 1. Summand stellt den direkten Transfer eines Neutrons vom  $0^+$ -Grundzustand in  $^{40}\text{Ca}$  in den Endzustand mit Gesamtdrehimpuls  $j$  und Anregungsenergie  $E_x$  in  $^{41}\text{Ca}$  dar, während der zweite einer inelastischen Anregung des  $3_1^-$ -Zustandes in  $^{40}\text{Ca}$  ( $E_x = 3.74$  MeV) und Transfer eines  $1f7/2$ -Neutrons zum Endzustand entspricht. Der "stripping"-Prozeß ausgehend vom Grundzustand in  $^{40}\text{Ca}$  zum  $1f7/2$  Grundzustand in  $^{41}\text{Ca}$  und Oktupolanregung zum Endzustand wird in der 3. Teilamplitude angedeutet. (Für die Analyse wurde ein  $\beta_3$  von 0.28 für  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{41}\text{Ca}$  genommen (Cle-88)).

Der Formalismus ist im Code CHUCK3 (Com-80) auch im Hinblick auf Phasen und Normierungen vollständig bereitgestellt.

In der Analyse wurde aus rechentechnischen Gründen zunächst

$$|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 = 1$$

angesetzt und aus dem Verhältnis

$$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{OCBA}}} = \tilde{S}$$

der spektroskopische Faktor für den direkten Anteil

$$S_{\text{direkt}} = \tilde{S} |\alpha_1|^2$$

ermittelt.

Da die Amplituden der verschiedenen Prozesse kohärent zum Wirkungsquerschnitt beitragen, kann sich je nach Stärke der Einzelbeiträge der resultierende Gesamtwirkungsquerschnitt in Form und Größe unter Umständen gegenüber den Wirkungsquerschnitten der Teilprozesse beträchtlich ändern. Dadurch kann sich der so ermittelte spektroskopische Faktor von dem aus

einer DWBA-Analyse bestimmten unterscheiden. Die Änderung des spektroskopischen Faktors durch konstruktive oder destruktive Interferenz ist besonders interessant für die Schalen unterhalb der Fermikante ( $1d5/2$ ,  $2s1/2$  und  $1d3/2$ ), denn der Transfer in diese Lochzustände gibt ein Maß für den magischen Charakter von  $^{40}\text{Ca}$ . Aus diesem Grund haben wir die tiefstliegenden positiven Paritätszustände im Rahmen unseres eingeschränkten Konfigurationsraumes mit der CCBA-Methode analysiert und spektroskopische Faktoren ermittelt.

### 3. Mikroskopisches Quasiteilchen-Phonon-Kopplungsmodell (RPA)

Bei Ankopplung eines Neutrons an den Targetkern (mit Spin  $0^+$ ) werden mehrere Zustände mit gleichen Quantenzahlen (Gesamtdrehimpuls und Parität) in Energieintervallen beobachtet, die klein sind zu dem, der dem Abstand für verschiedene Hauptquantenzahlen entspricht. Diese Aufspaltung der Einteilchenstärke entsteht durch Ankopplung an kollektive Zustände des Rumpfes. Im Rahmen des Quasiteilchen-Phonon-Kopplungsmodells (Ber-83, Len-87, Rin-80, Sol-87) wird eine Aufweichung der Fermikante durch eine kurzreichweitige Paarkraft im Rahmen des BCS-Modells bewirkt. Die Ankopplung des Quasiteilchens an die resultierenden Zwei-Quasiteilchenzustände (Phononen) führt zu einer Aufspaltung der Einteilchenstärke. In der Ein-Quasiteilchen-Komponente der Wellenfunktion wird die mögliche Mischung der Hauptquantenzahlen berücksichtigt.

In diesem Modell wird die Wellenfunktion  $|\psi(E, j)\rangle$  eines Zustandes in  $^{41}\text{Ca}$  mit Anregungsenergie  $E$  und Gesamtdrehimpuls  $j$  durch den Ansatz :

$$|\psi(E, j)\rangle = \beta_{jm}^\dagger(E) |\psi(^{40}\text{Ca})\rangle$$

beschrieben. Hierbei ist  $\beta_{jm}^\dagger$  der Zustandsoperator (Len-87):

$$\beta_{jm}^\dagger(E) = \sum_n z_{nj}(E) \alpha_{jm}^\dagger(n) + \sum_{j'} \sum_J \sum_{E'} z_{[j', J]}(E) \left[ \alpha_{j', m}^\dagger \Omega_{J'}^\dagger(E') \right]_j^m$$

wobei  $\alpha_{jm}^\dagger$  der Ein-Quasiteilchenerzeugungsoperator ist, der sich aus den Nukleonenoperatoren durch die Bogolubov-Transformation ergibt (Sol-87):

$$\alpha_{jm}^\dagger = u_j a_{jm}^\dagger - v_j \tilde{a}_{jm}$$

Die Größen  $u_j^2$  und  $v_j^2$  geben die Wahrscheinlichkeit für Nichtbesetzung bzw. Besetzung eines Einteilchenzustandes im Kerngrundzustand an. Anregungen des  $^{40}\text{Ca}$ -Rumpfes werden durch die Zwei-Quasiteilchen (Ein Phonon) RPA Zustände  $\Omega_j^\dagger(E')$  beschrieben. Die erste Summe stellt die Ein-Quasiteilchen Komponente der Wellenfunktion dar und entspricht der Anlagerung des Neutrons in den Einteilchenzustand mit Quantenzahlen  $j, m$ . Durch die Summation über die Knotenzahl  $n$  wird die Radialwellenfunktion anregungsenergieabhängig. Der zweite Term beschreibt die Kopplung an (Ein-Quasiteilchen)-(Ein-Phonon-Zustände).

Abweichend von den üblichen Ansätzen wird in diesen Rechnungen erstmalig eine Entwicklung nach Radialquantenzahlen vorgenommen. (Im ersten Term geht die Summe über vier Radialquantenzahlen. Im zweiten Term sind die Zustände  $j'$  aus der (2s, 1d), (2p, 1f) und (3s, 2d, 1g) Schale. Bei der Berechnung der Phononen sind alle Orbitale bis 70 MeV Anregungsenergie mitgenommen.) Sie erlaubt eine Bestimmung der Beiträge höherer Schalen und läßt eine Unterscheidung zwischen Teilchen- und Lochzuständen zu. Dies ist wichtig für die Bestimmung des spektroskopischen Faktors aus den experimentellen Daten, da das Experiment keine direkte Aussage über die Radialquantenzahl der bevölkerten Endzustände macht. Die Rechnungen zeigen, daß bis Anregungsenergien um 8 MeV  $n = 1$  ( $1 \geq 2$ ) und  $n = 2$  ( $1 \leq 1$ ) dominieren. Die Beimischungen der anderen Hauptquantenzahlen modifizieren den Formfaktor jedoch etwas.

Durch Projektion des Zustands auf den Ein-Quasiteilchen-Teilraum erhält man den spektroskopischen Faktor als inkohärente Summe über die Beiträge der verschiedenen Hauptquantenzahlen

$$S_j = \sum_n |z_{nj} u_j|^2$$

und den normierten Formfaktor

$$\phi_{lj} = (\sum_n z_{nj} u_j \phi_{nlj}) / S_{lj}^{1/2}$$

Der Grundzustand in  $^{40}\text{Ca}$  wurde als Eigenfunktion zu einem mittleren Kernfeld unter Berücksichtigung der Paarkraft in einer BCS-Rechnung (Rin-80) bestimmt. Das mittlere Kernfeld wird durch Woods-Saxon-Potentiale ( $r = 1.23 \text{ fm}$ ,  $a = 0.67 \text{ fm}$ ) mit einer vom Bahndrehimpuls abhängigen Tiefe parametrisiert, wobei die Parameter durch Vergleich der berechneten Anregungsenergien mit aus Hartree-Fock-Rechnungen erhaltenen fixiert wurden. Durch die Berücksichtigung der Paarkraft mit den Parametern  $G_{\text{Proton}} = 25.5 \frac{\text{MeV}}{A}$  und  $G_{\text{Neutron}} = 23.5 \frac{\text{MeV}}{A}$  wird die Fermikante aufgeweicht und die Besetzungsamplituden  $u_j^2$  und  $v_j^2$  werden verschieden von 1 bzw. 0. Die Paarkraftparameter wurden in einer unabhängigen Studie für den Massenbereich  $42 \leq A \leq 58$  bestimmt (Len-88). Die BCS-Rechnungen ergeben Wahrscheinlichkeiten von 2, 4 und 17 %, daß die  $1d_{5/2-}$ ,  $2s_{1/2-}$  bzw.  $1d_{3/2}$ -Orbitale leer sind, d.h. z. B., daß die Wahrscheinlichkeit, ein Loch in der  $d_{3/2}$  Schale zu finden  $(2j + 1) * 17 \% = 68 \%$  beträgt. Diese kurzreichweitige Kraft hat weiterhin zur Folge, daß in den Teilchenzuständen bereits eine gewisse Besetzung vorliegt und somit nicht die volle Einteilchenstärke beobachtet werden kann (9, 4, 2 und 1 % für die  $1f_{7/2-}$ ,  $2p_{3/2-}$ ,  $2p_{1/2}$  bzw.  $1f_{5/2}$ -Orbitale). In der Literatur (Pan-84, Jam-85) gibt es Rechnungen unter zusätzlicher Berücksichtigung der Tensorkraft für  $^{208}\text{Pb}$ , die eine Entvölkerung auch der tiefer liegenden Orbitale in der Größenordnung von 15 - 20 % ergeben.

Die Quasiteilchen-Restwechselwirkung wurde aus der M3Y-G-Matrix-Wechselwirkung abgeleitet. Die theoretisch erhaltenen Anregungsenergien stimmen für die niederenergetischen  $^{40}\text{Ca}$ -Zustände recht gut mit den experimentell beobachteten Werten überein (Tab.III.1).

| $J^\pi$ | $E_x^{\text{theo}}(\text{MeV})$ | $E_x^{\text{exp}}(\text{MeV})$ (Led-78) |
|---------|---------------------------------|-----------------------------------------|
| $0^+$   | 4.79                            | 3.35<br>5.21                            |
| $3^-$   | 3.85                            | 3.74                                    |
| $2^+$   | 4.13                            | 3.90                                    |
| $5^-$   | 4.43                            | 4.49                                    |

Tab.III.1: Vergleich der berechneten Anregungsenergien aus dem Phononmodell mit den experimentellen Werten.

An das theoretische Anregungsspektrum von  $^{40}\text{Ca}$  mit  $J^\pi = 0^+ - 6^+$  und  $E_x \leq 20 \text{ MeV}$  wurden alle Ein-Quasiteilchen aus den (2s, 1d), (2p, 1f) und (3s, 2d, 1g) Schalen gekoppelt.

Durch die Vernachlässigung von Mehr-Phonon-Komponenten ist zu erwarten, daß die Aufspaltung der Einteilchenstärke eingeschränkt ist (Sol-87), die aufsummierte Stärke und der Schwerpunkt im wesentlichen jedoch nicht beeinflußt werden. Weiterhin wird erwartet, daß die Kollektivität der positiven Paritätszustände in  $^{40}\text{Ca}$  nicht richtig wiedergegeben wird, da hier Mehr-Teilchen-Loch-Konfigurationen eine wesentliche Rolle spielen (Ger-67).

#### 4. Genauigkeit des spektroskopischen Faktors

Neben den bereits erwähnten theoretischen Rechnungen zur Aufweichung der Fermikante gibt es auch experimentelle Evidenz für eine unvollständige Besetzung der am schwächsten gebundenen Schale (für  $^{206}\text{Pb}$  (Rad-88, Gra-87)).

Die aufsummierte Stärke der Transfers in die Lochzustände gibt in unserem Fall direkt die beobachtete Lochstärke der Schalen unterhalb der

Fermikante. Aus diesem Grund ist es von Bedeutung, wie empfindlich die Bestimmung des spektroskopischen Faktors auf die Methode zur Bestimmung des DWBA-Wirkungsquerschnitts und auf die Wahl der Parameter ist. In das Integral  $B_1^{m_1}$  gehen die "distorted waves" und ihr Überlapp und die Wellenfunktion des transferierten Neutrons ein. Die "distorted waves" werden durch die Wahl der optischen Potentiale in Ein- und Ausgangskanal festgelegt. Für die Berechnung der Wellenfunktion des transferierten Neutrons ist eine häufig benutzte Methode die "well depth"-Methode (Sat-S3), bei der die Tiefe eines Potentials, dessen Geometrie festgehalten wird, so angepaßt wird, daß die Bindungsenergie des Neutrons reproduziert wird. Diese Methode ist vor allem geeignet, um für reine Einteilchenzustände den Formfaktor zu bestimmen. Bei konfigurationsgemischten Zuständen mit spektroskopischem Faktor kleiner als 1, ist dies eine einfache Näherung, um das richtige, durch die Bindungsenergie gegebene, asymptotische Verhalten der Wellenfunktion zu bestimmen. Eine weitere Methode, die kürzlich benutzt wurde, ist die auf Austern zurückgehende "surface peak"-Methode (Aus-77), bei der zu einem in Tiefe und Geometrie festgehaltenen Potential ein Oberflächenterm hinzuaddiert wird, dessen Höhe so angefügt wird, daß die Bindungsenergie reproduziert wird. Dies entspricht im wesentlichen einer Variation des Radius des Potentialtopfes (Fig.III.9). Bei beiden Methoden werden üblicherweise Potentialtöpfe der Woods-Saxon-Form benutzt und im Fall der "surface peak"-Methode wird der Oberflächenterm durch Ableiten des Woods-Saxon Potentials erzeugt (Fig.III.9). Hierbei ist die Idee, daß Modifikationen des Formfaktors durch Ankopplung an Oberflächenvibrationen erfolgen, d.h. im wesentlichen an der Oberfläche erfolgen. In beiden Fällen erhält man eine kontinuierliche Abhängigkeit von  $E_x$ .

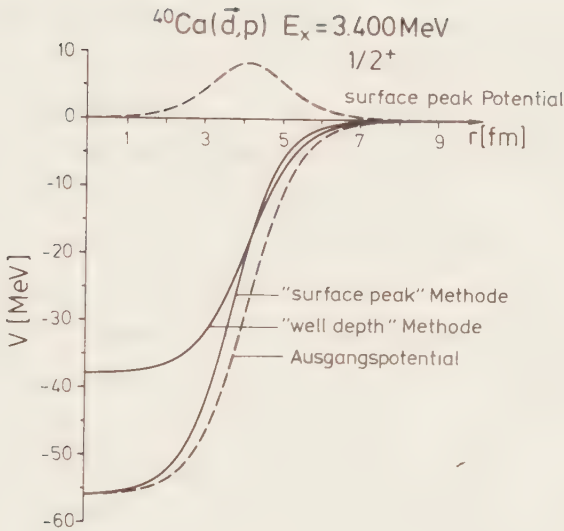


Fig.III.9: Vergleich der Potentiale, die die Bindungsenergie des  $1/2^+$ -Zustandes in  $^{41}\text{Ca}$  bei 3.400 MeV reproduzieren. Das Ausgangspotential ist gestrichelt eingezeichnet, ebenso der resultierende Oberflächenterm. Im Falle der "well depth"-Methode wird die Tiefe deutlich gegenüber dem Grundzustand verringert, während die Addition des Oberflächenpeaks bei der "surface peak"-Methode eine deutliche Verringerung des Radius bewirkt.

Als Ausgangspunkt entschieden wir uns in beiden Fällen für eine Geometrie von

$$r = 1.20 \text{ fm und } a = 0.65 \text{ fm (Pin-69)}$$

die auch in einer mikroskopischen Analyse des  $d_{3/2}$ -Lochzustandes in  $^{41}\text{Ca}$  bei einer Anregungsenergie von 2.010 MeV benutzt wurde. Diese Geometrie ist sehr nahe bei den Ausgangswerten unserer RPA-Rechnung von

$$r = 1.23 \text{ fm und } a = 0.67 \text{ fm.}$$

Als Potentialtiefe für die "surface peak"-Methode entschieden wir uns für

die Tiefe, bei der die "well depth"-Methode den  $1f7/2$  Grundzustand in  $^{41}\text{Ca}$  energetisch reproduziert (Fig.III.9):

$$V = -56.0 \text{ MeV}$$

Eine andere Möglichkeit bei der "surface peak"-Methode wäre die Benutzung eines Potentials, das auf experimentelle Ergebnisse zurückgeht, wie z.B. ein aus der Protonenstreuung an Calcium gewonnenes (Str-82). Zum Zwecke des besseren Vergleichs der beiden Methoden zogen wir aber obige Geometrie vor. Die Verwendung einer etwas anderen Geometrie bewirkt nur eine globale Verschiebung, die aber für die folgende Diskussion nicht von Bedeutung ist.

In beiden Fällen ist die Bindungsenergie Eigenwert der Schrödinger-Gleichung für das gewählte Potential, d.h., daß die Wellenfunktion das korrekte asymptotische Verhalten besitzt. Dies ist wichtig an der Kernoberfläche, von der die Hauptbeiträge zum Transfer bei unseren Energien kommen sollten. Beide Methoden beschreiben auf globale Art und Weise die Wellenfunktionen der betrachteten Zustände. Durch die Festlegung der radialen Quantenzahl (Anzahl der Knoten im Potentialtopf) bei der Berechnung der Wellenfunktion wird der möglichen Mischung der Hauptquantenzahlen nicht explizit Rechnung getragen.

In der mikroskopischen Rechnung ist die Wellenfunktion eines Zustandes  $\lambda$  in  $^{41}\text{Ca}$  mit Anregungsenergie  $E_x$  und Gesamtdrehimpuls  $j$  gegeben durch:

$$|\psi_\lambda(E_x, j)\rangle = \sum_n \alpha_{nj} |\varphi_{nj} \times 0^+\rangle + \text{Kopplung an angeregte Rumpfzustände}$$

Im Rahmen der DWBA trägt der zweite Term nicht bei. Die kohärente Addition über die verschiedenen Hauptquantenzahlen spielt besonders bei Zuständen mit kleinen spektroskopischen Faktoren und Anregungsenergien, die weit von der Einteilchenenergie entfernt sind, eine wichtige Rolle. In jedem Fall ist eine gewisse Mischung der Hauptquantenzahlen notwendig, um das korrek-

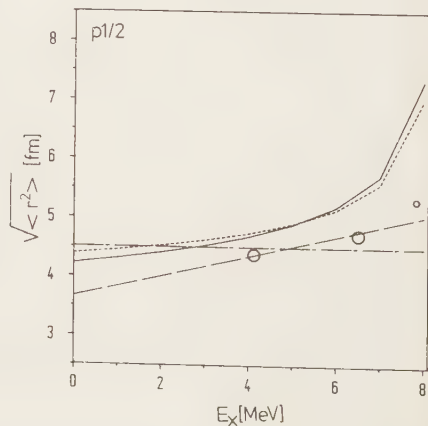
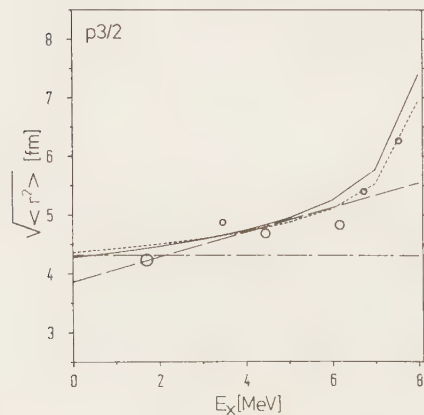
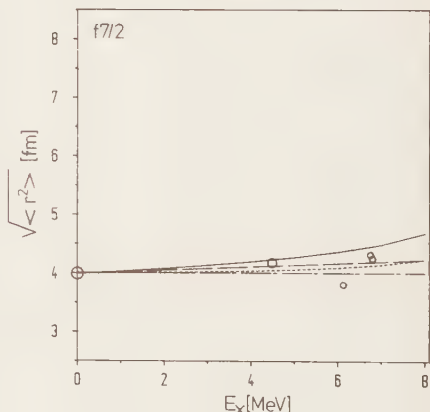
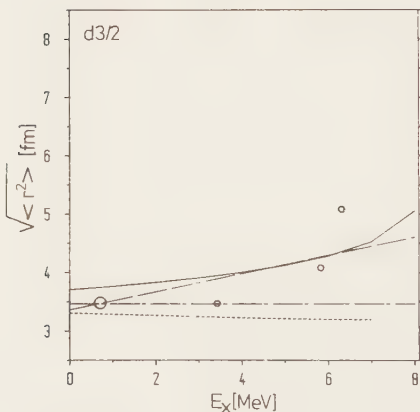
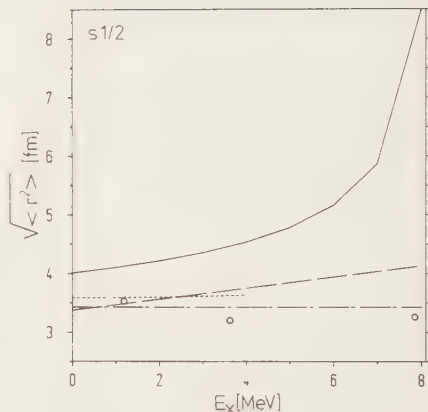
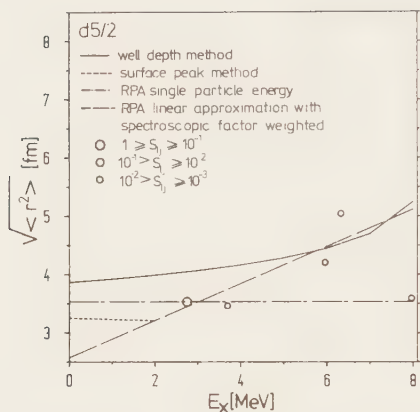
te asymptotische Verhalten des Formfaktors sicherzustellen. Insofern enthalten auch die "well depth"- und die "surface peak"-Methode implizit Hauptquantenzahlenmischung, jedoch mit einer glatten Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Um eine Kenngröße für die Diskussion der beiden Methoden zu bekommen, haben wir die RMS-Radien

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^4 \varphi_{nli}^2(r) dr}{\int r^2 \varphi_{nli}^2(r) dr}$$

für alle im Experiment beobachteten Quantenzahlen über einen großen Energiebereich berechnet. Diese Radien werden als charakteristische Größe für den Formfaktor genommen. Insbesondere sollte  $\langle r^2 \rangle$  empfindlich sein auf alle Veränderungen des asymptotischen Teils relativ zum inneren Teil der (normiert) angenommenen Ein-Teilchen-Wellenfunktion, wie sie z.B. von (Ber-75) als besonders signifikante Effekte der Hauptquantenzahlenmischung von  $15/2^+$ -Zuständen in  $^{209}\text{Pb}$  berechnet wird. Insbesondere ist diese Untersuchung unserer Kenntnis nach die einzige, die vom Ansatz her mit der Analyse von Lenske verglichen werden kann.

Durch Vergleich mit den aus RPA-Rechnungen erhaltenen Werten, die explizit die Hauptquantenzahlenmischung beinhalten, erhält man direkt eine Information über die Auswirkungen der Methoden (Fig.III.10).

Zunächst ist aus Fig.III.10 ersichtlich, daß die Zahl der mikroskopisch berechneten Zustände mit spektroskopischen Faktoren größer als  $10^{-3}$  nicht sehr groß ist. Es wird demnach keine 1:1 Korrespondenz zwischen experimentell beobachteten und berechneten Zuständen geben. Damit kann für die Bestimmung der experimentellen spektroskopischen Faktoren der beobachteten Zustände nicht direkt eine mikroskopische Wellenfunktion benutzt werden. Die Figuren geben aber Einblick in das globale Verhalten der empirischen Methoden und geben Aufschluß über die Zuverlässigkeit der aufsummierten Stärke der experimentellen Werte. Der Vergleich der



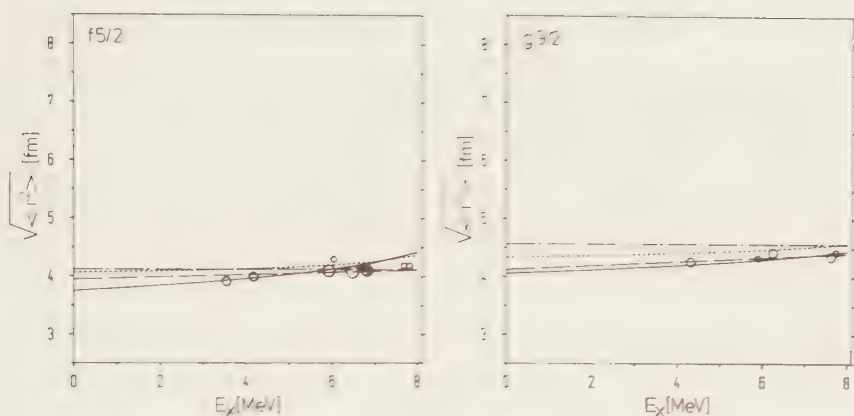


Fig. III.10: RMS-Radien für Radialfunktionen für verschiedene Quantenzahlen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Die Kreise stellen die RMS-Radien von RPA-Zuständen dar, wobei die Fläche ein Maß für den spektroskopischen Faktor ist (siehe d5/2-Zustände). Es wurden nur solche Zustände eingezeichnet, die noch im Experiment nachweisbar wären. Die lang-kurz gestrichelte Linie entspricht dem RMS-Radius des reinen Einteilchenzustands. Die lang gestrichelte Linie stellt eine Regressionsgerade durch die mit dem spektroskopischen Faktor gewichteten RPA-Zustände dar. Die durchgezogenen (kurz gestrichelten) Linien sind Verbindungslinien zwischen mit der "well depth"- ("surface peak"-) Methode berechneten Zuständen bei 0, 1, ..., 8 MeV. Aus programmtechnischen Gründen war es nicht möglich, mit der "surface peak"-Methode alle Energien zu rechnen. Die Linien enden in den Fällen bei den letzten noch berechenbaren Energien.

absoluten Werte der RMS-Radien gibt grobe Hinweise auf die zu erwartenden Unterschiede in den spektroskopischen Faktoren, die sich mit den verschiedenen Methoden ergeben. Ein größerer RMS-Radius hat einen größeren berechneten Wirkungsquerschnitt zur Folge und somit wegen

$$S_{lj} = \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{DWBA}}}$$

einen kleineren spektroskopischen Faktor. Für den aus der mikroskopischen Analyse erhaltenen spektroskopischen Faktor würde entsprechend gelten: je kleiner der RMS-Radius, umso größer sollte der spektroskopische Faktor sein. Insbesondere sollten im Fall gleicher RMS-Radien die spektroskopischen Faktoren übereinstimmen.

#### a) Teilchenzustände

Für die Teilchenzustände ( $f7/2$ ,  $p3/2$ ,  $p1/2$ ,  $f5/2$  und  $g9/2$ ) verhalten sich die Radien, die mit der "surface peak"- und der "well depth"-Methode erhalten wurden, sehr ähnlich. Die absoluten Werte sind nahezu gleich, lediglich die Steigung, mit der die Radien mit zunehmender Anregungsenergie größer werden, ist etwas verschieden. Man kann also erwarten, daß die spektroskopischen Faktoren aus beiden Methoden sehr ähnlich sein sollten.

Für den  $1f7/2$ -Grundzustand fallen alle Methoden zusammen. Die RMS-Radien sind identisch. Der Wert von 3.99 fm stimmt perfekt mit dem experimentellen Wert ( $3.99 \pm 0.04$  fm) aus einer kürzlich durchgeführten ( $e,e'$ )-Messung an  $^{41}\text{Ca}$  überein (Pla-88). Damit sollten hier die spektroskopischen Faktoren übereinstimmen. Bei höheren Anregungsenergien weichen dann, wegen der unterschiedlichen Steigung, "surface peak"- und "well depth"-Methode voneinander ab. Die gewichtete Ausgleichsgerade aus den RPA-Werten liegt zwischen den beiden Methoden. Aufgrund der RMS-Radien kann geschlossen werden, daß die spektroskopischen Faktoren aus der "surface peak"-Methode größer werden als die aus der "well depth"-Methode erhaltenen. Die RPA-Zustände zeigen ein individuelles Verhalten, das durch die globale Behandlung der beiden empirischen Methoden natürlich nicht wiedergegeben werden kann. Die Streuung der RPA-Werte kommt von der kohä-

renten Mischung der Hauptquantenzahlen. Die Beimischung der 2f-, 3f- und 4f-Schalen führt z.B. dazu, daß der RMS-Radius des Zustandes bei  $E_x = 6.1$  MeV Anregungsenergie kleiner als der des ungestörten Einteilchenzustandes ist.

Bei den  $l = 1$ -Zuständen sind beide empirischen Methoden größtenteils oberhalb der RMS-Radien der RPA-Zustände. Diese Verschiebung liegt zum Teil an der etwas verschiedenen Geometrie der mikroskopischen Rechnungen und der empirischen Methoden. Damit kann erwartet werden, daß die empirischen spektroskopischen Faktoren kleiner sind, als die aus der mikroskopischen Rechnung erhaltenen. Das deutliche Ansteigen der RMS-Radien aus der RPA für die  $p_{3/2}$ -Zustände deutet auf einen verstärkten Einfluß der  $3p_{3/2}$ -Schale hin. Dieses Verhalten wird von beiden globalen Methoden gut reproduziert.

Für die  $f_{5/2}$ -Zustände stimmen die verschiedenen RMS-Radien in der Nähe der Einteilchenenergie sehr gut überein. Auch hier sollten demzufolge die spektroskopischen Faktoren von "surface peak"- und "well depth"-Methode übereinstimmen. Da die RMS-Radien der RPA-Zustände zum Teil über und zum Teil unter den Werten der "well depth"-Methode liegen, kann man annehmen, daß sich die Abweichungen über den betrachteten Energiebereich bis 8 MeV wegmitteln und somit die aufsummierte Stärke, zumindestens bis 8 MeV, korrekt von den beiden empirischen Methoden wiedergegeben werden sollte.

Bei den  $g_{9/2}$ -Zuständen liegt die Einteilchenenergie oberhalb des betrachteten Anregungsenergiebereichs. Es ist also nicht zu erwarten, daß besonders viel Stärke bei diesem Experiment gesehen wird. Die RMS-Radien der RPA-Zustände sind immer größer als die mit der "well depth"-Methode erhaltenen, stimmen aber recht gut mit denen aus der "surface peak"-Methode überein. In diesem Fall sollten die spektroskopischen Faktoren mit der "well depth"-Methode größer als die RPA-Werte sein, diese wiederum sollten

recht gut mit denen aus der "surface peak"-Methode übereinstimmen.

Für alle Teilchenzustände gilt, daß beide Methoden das globale Verhalten der RMS-Radien gut beschreiben. Die individuellen Abweichungen mitteln sich heraus, falls nicht von vornherein eine Verschiebung der RMS-Radien gegeben ist wie bei den  $l = 1$ -Zuständen. Das deutet darauf hin, daß die Verwendung einer universellen Geometrie für alle beobachteten Drehimpulse nicht immer vorteilhaft ist. Wünschenswert wäre vielleicht ein  $l$ -abhängiger Radius. Nur stellt sich das Problem, nach welchen Kriterien der Radius angepaßt werden sollte.

#### b) Lochzustände

Bei den Lochzuständen ( $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  und  $1d_{3/2}$ ) hat man eine sehr viel kompliziertere Ausgangslage. Die Einteilchenenergien liegen unterhalb der Fermikante und man befindet sich zwischen zwei Hauptschalen. Hier sollten Mischungen der radialen Quantenzahlen eine noch stärkere Rolle spielen als bei den Teilchenzuständen. In allen drei Fällen ist die Streuung der RMS-Radien der individuellen Zustände sehr groß.

Bei den  $d_{5/2}$ - und  $d_{3/2}$ -Zuständen wird der Trend der RPA-Werte von der "well depth"-Methode gut reproduziert. Es gibt Abweichungen nach oben und unten bezüglich dieser Methode. Der tiefstliegende  $d_{3/2}$ -Lochzustand wird mit einem zu großen RMS-Radius bestimmt, die "well depth"-Methode wird also einen zu kleinen spektroskopischen Faktor geben. Entsprechend werden oberhalb von 6 MeV Anregungsenergie die spektroskopischen Faktoren zu groß bestimmt werden. Aufsummiert sollte die gesamte Lochstärke aber im wesentlichen richtig wiedergegeben werden.

Bei den  $s_{1/2}$ -Zuständen tragen vor allem die schwachen mikroskopischen Zustände zur globalen Zunahme des RMS-Radius mit der Anregungsenergie bei.

Da die "well depth"-Methode oberhalb der mikroskopischen Werte liegt, ist zu erwarten, daß die empirischen spektroskopischen Faktoren kleiner als die mit RPA-Geometrie ermittelten sind.

In allen drei Fällen gibt die "surface peak"-Methode eine Abnahme des RMS-Radius mit der Anregungsenergie, die im Widerspruch zur mikroskopischen Rechnung ist. Für einige tiefer liegende Zustände ist die Übereinstimmung mit den mikroskopischen Radien besser als mit der "well depth"-Methode. Die Abnahme des Radius hat natürlich Konsequenzen für die spektroskopischen Faktoren bei höheren Anregungsenergien, die alle unrealistisch groß werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß von den beiden betrachteten empirischen Methoden zur Bestimmung des spektroskopischen Faktors nur die "well depth"-Methode in der Lage ist, sowohl Teilchen- als auch Lochzustände über einen großen Anregungsenergiebereich zu beschreiben. Man kann nicht erwarten, daß für einen individuellen Zustand ein absoluter spektroskopischer Faktor bestimmt werden kann, da eine so globale Methode nicht die Komplexität der Kernstruktur widerspiegeln kann. Die aufsummierte Stärke sollte aber im wesentlichen richtig wiedergegeben werden. Dies gilt in unserem Fall für nahezu alle transferierten Drehimpulse. Für die  $j_{15/2}$ -Zustände in  $^{209}\text{Pb}$  kommen (Ber-75), mit einer ähnlichen Analyse, zu demselben Ergebnis für die "well depth"-Methode. Die "surface peak"-Methode gibt im Nahbereich und in einigen Fällen gute Ergebnisse (vgl. auch (Win-85)) kann aber über größere Energiebereiche zu unphysikalischen Ergebnissen führen, wie die Diskussion der Lochzustände zeigt.

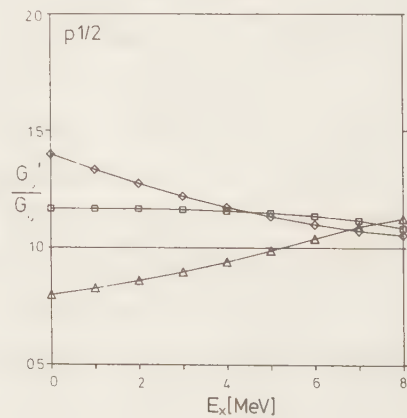
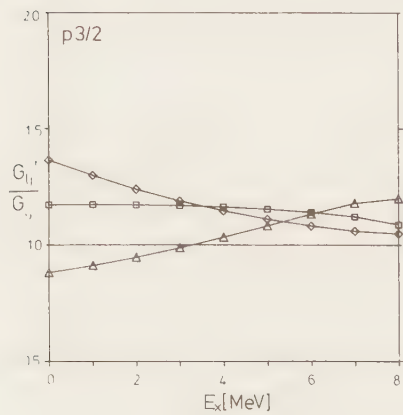
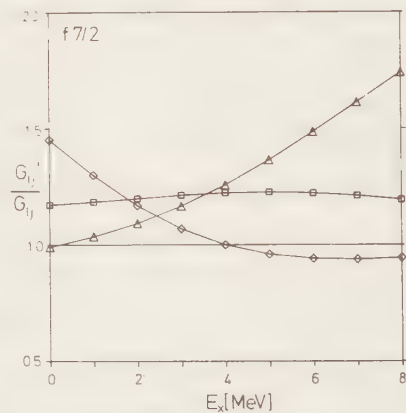
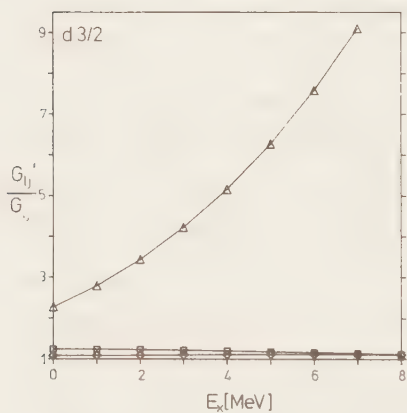
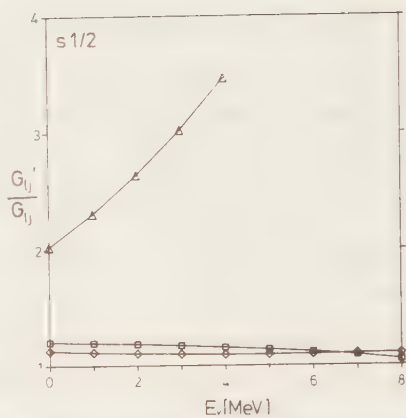
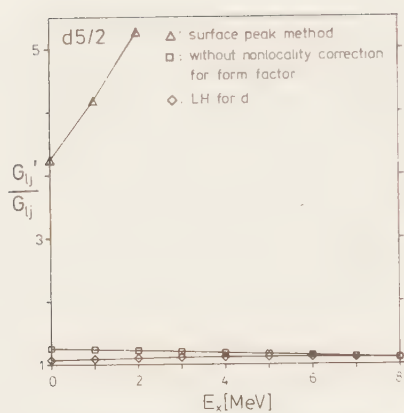
Für die Analyse unserer Daten nehmen wir einen eher empirischen Standpunkt ein und benutzen einen Formfaktor, der nach der "well depth"-Methode aus einem  $l$ -,  $j$ -unabhängigen Potential abgeleitet wird und diskutieren die Abweichungen im Rahmen der verschiedenen Modellvorstellungen relativ zu

diesem.

Neben der Geometrie des Formfaktors spielt die Wahl der optischen Potentiale eine wichtige Rolle bei der Berechnung des DWBA-Wirkungsquerschnitts. Die Potentialsätze, die 1986 zur Verfügung standen, beschreiben die Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts alle in einer ähnlich befriedigenden Weise. Die Analysierstärkedaten wurden am besten von der Kombination Lohr/Haeberli (LH) (Nuc-76) und Becchetti/Greenlees (BG) (Nuc-76) für das Deuteronen- bzw. Protonenpotential beschrieben (sowohl für  $^{41}\text{Ca}$  als auch für  $^{32}\text{P}$ ). Zur Vereinfachung vernachlässigten wir die schwache Anregungsenergieabhängigkeit von BG, die die Potentialtiefe um maximal 2.8 MeV ändert und eine maximale Änderung des spektroskopischen Faktors von 5 % bewirkt. Die beiden von (Fab-80) angegebenen Potentialsätze enthalten keine Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Bei fester Geometrie des Formfaktors ergibt sich mit LH ein deutlich größerer spektroskopischer Faktor als mit anderen Potentialsätzen. Insbesondere der  $1f7/2$ -Grundzustand übertrifft die Summenregel deutlich, wenn die Geometrie von  $r = 1.20$  fm und  $a = 0.65$  fm benutzt werden würde (Fig.III.11). Aus diesem Grund hatten wir uns in einer ersten Analyse für eine Geometrie von  $r = 1.30$  fm und  $a = 0.70$  fm entschieden. Damit reduziert sich der spektroskopische Faktor des Grundzustandes auf 80 % des Summenregelgrenzwertes. Allerdings ist diese Geometrie weit von den RPA-Werten und den Werten aus der Analyse von (Pin-69) entfernt. Ein von Takei et al. 1987 veröffentlichter Potentialsatz für Deuteronen der Energie 22 MeV für  $^{40}\text{Ca}$  (Tak-87), der Wirkungsquerschnitt, Vektoranalysierstärke und Tensoranalysierstärken bis zu Streuwinkeln von  $170^\circ$  befriedigend beschreibt, erlaubt die Benutzung der eingangs beschriebenen Geometrieparameter ( $r = 1.20$  fm und  $a = 0.65$  fm) für das Neutronenbindungspotential und gibt nahezu denselben spektroskopischen Faktor für den Grundzustand wie die RPA-Rechnung.

Aus diesem Grund reanalysierten wir die Ca-Daten mit diesem Potentialsatz. Im Falle von  $^{32}\text{P}$  verzichteten wir auf die Neuanalyse und beließen es bei der ersten Geometrie des Formfaktors (eine Zusammenstellung der verwendeten optischen Modellparameter gibt Tab.III.2). In diesem Fall ist die Frage nach der absoluten Größe der spektroskopischen Faktoren nicht so wichtig. Hier interessiert mehr die Mischung der beiden möglichen Gesamtdrehimpulse. Diese Modellabhängigkeit verschwindet bei der Bestimmung der Mischungskoeffizienten.

Fig.III.11 zeigt neben dem Vergleich der Deuteronenpotentialsätze auch noch einen Vergleich der spektroskopischen Faktoren aus der "surface peak"- und der "well depth"-Methode. Wie aus den RMS-Radien zu erwarten, treten bei den Lochzuständen sehr große Diskrepanzen zwischen den beiden Methoden auf, während bei den Teilchenzuständen kein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Methoden festzustellen ist. Zusätzlich zeigt Fig.III.11 noch einen Vergleich zwischen den spektroskopischen Faktoren, die mit Nichtlokalitätskorrektur im Formfaktor und ohne diese Korrektur berechnet wurden. Während die Anwendung einer Nichtlokalitätskorrektur für die optischen Potentiale unstrittig ist, gibt es bei der Berechnung des Formfaktors unterschiedliche Literaturhinweise (Per-62) betonen die Notwendigkeit dieser Korrektur, während (Com-78) sie als unnötig zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes erachtet. Der Vergleich zeigt, daß das Weglassen dieser Korrektur im wesentlichen eine globale Erhöhung des spektroskopischen Faktors um ungefähr 20 % bewirkt. Diese Erhöhung liegt im Rahmen der freien Wahl der optischen Potentiale und der Geometrie des Formfaktors. Wir haben unsere Daten mit dieser Korrektur analysiert, da so der mit der "well depth"-Methode berechnete RMS-Radius für den  $1f_{7/2}$ -Grundzustand gleich dem experimentellen Wert von  $3.99 \pm 0.04$  fm (Pla-88)



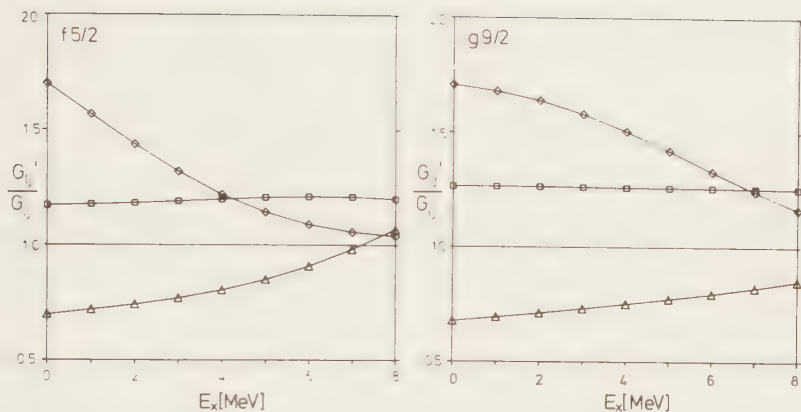


Fig.III.11: Verhältnisse der berechneten Wirkungsquerschnitte (und damit der ermittelten spektroskopischen Faktoren) in Abhängigkeit von der Anregungsenergie für alle beobachteten Drehimpulse für verschiedene Annahmen.

$G_{lj}$  bezieht sich auf Rechnungen mit dem Deuteronensatz von (Tak-87) mit Nichtlokalitätskorrektur im Formfaktor und auf die "well depth"-Methode.

$G'_{lj}$  steht:

- a) für die "surface peak"-Methode (Dreiecke)
- b) für den Potentialsatz von Lohr und Haeberli (Nuc-76) (Raute)
- c) für die Formfaktorberechnung mit der "well depth"-Methode ohne die Nichtlokalitätskorrektur (Quadrate)

Zwischen den Zuständen bei 0,1,...,8 MeV wurde linear interpoliert.

ist, während ohne die Nichtlokalitätskorrektur sich ein Wert von 3.89 fm ergibt.

$^{31}\text{P}(\text{d},\text{p})$ 

|    | $V_r$         | $V_{im}$ | $r$  | $a$  | $W$   | $r$  | $a$  | $V_{ls}$ | $r$  | $a$                |
|----|---------------|----------|------|------|-------|------|------|----------|------|--------------------|
| d: | -101.64       |          | 1.05 | 0.86 | 22.10 | 1.43 | 0.63 | -7.0     | 0.75 | 0.50 <sup>1)</sup> |
| p: | -49.31        | -2.86    | 1.17 | 0.75 | 6.24  | 1.32 | 0.55 | -6.2     | 1.01 | 0.75 <sup>1)</sup> |
| n: | <sup>2)</sup> |          | 1.30 | 0.70 |       |      |      |          |      |                    |

 $^{40}\text{Ca}(\text{d},\text{p})$ 

|    |               |       |      |      |      |      |      |       |      |                    |
|----|---------------|-------|------|------|------|------|------|-------|------|--------------------|
| d: | -97.1         |       | 1.11 | 0.71 | 8.0  | 1.48 | 0.81 | -4.69 | 0.84 | 0.36 <sup>3)</sup> |
| p: | -48.65        | -2.98 | 1.17 | 0.75 | 5.64 | 1.32 | 0.53 | -6.2  | 1.01 | 0.75 <sup>1)</sup> |
| n: | <sup>2)</sup> |       | 1.20 | 0.65 |      |      |      |       |      |                    |

für beide Kerne: Coulomb-Radius: 1.30

Spin-Bahnparameter: 25

"finite range" Korrektur: 0.65<sup>4)</sup>

Nichtlokalitätskorrektur: 0.54 für d<sup>4)</sup> und 0.85 für p,n<sup>5)</sup>

<sup>1)</sup>: (Nuc-76)

<sup>2)</sup>: angefitet

<sup>3)</sup>: (Tak-87)

<sup>4)</sup>: (Kun-69)

<sup>5)</sup>: (Per-62)

Tab.III.2: Optische Modellparameter, die bei der Analyse der beiden betrachteten Reaktionen benutzt wurden.

#### IV. Auswertung der Daten

Die Daten wurden innerhalb von drei Strahlzeiten im Frühjahr und Sommer 1986 gewonnen. Während der Experimente kontrollierten wir die Auflösung der ersten Drahtebene und die Lage der Fokalebene bezüglich dieser Ebene. Falls nötig, wurde die Fokalebene durch Änderung des Quadrupolstromes verschoben. Die Rohdaten wurden unter der Nebenbedingung, daß die beiden Drahtebenen und der Szintillator angesprochen haben, auf Band geschrieben. Wegen des hohen Deuteronenuntergrunds durch Anstreifen des Strahls benötigten wir insgesamt 44 Magnetbänder zur Speicherung der Rohdaten.

##### 1. Verarbeitung der Daten

Um die Anzahl an Bändern zu reduzieren, wurde zunächst der Deuteronenuntergrund durch Setzen einer "Banane" (zweidimensionales Fenster) im zweidimensionalen Spektrum Ort in der ersten Drahtebene gegen Energierestsignal eliminiert. Beim Überspielen von einem Band auf das andere blieben nur noch Protonendaten im Umfang von 26 Bändern übrig (Programm "Q3DOFF" auf der Grundlage von (Mer-86) erweitert). Die eigentliche Verarbeitung der Rohdaten geschah mit dem Programm "Q3DSUP" (Kad-86), das ausführlich in (Her-87) beschrieben ist. Als Endprodukt des sehr komplexen Programms erhält man in mm geeichte Spektren, die dann mit dem Programm "AUWEH" (mit Teilprogrammen aus (Mer-86) und (Kad-86)) weiterverarbeitet werden können. Wegen der Fülle an Daten (mehr als 10000 Observable  $\sigma(\theta)$ ,  $A_y(\theta)$ ) sollten die Fehlermöglichkeiten reduziert und ein möglichst automatischer Ablauf gewährleistet werden. Soll auf den Monitor normiert werden, so werden in einem ersten Durchgang Fenster in den Monitorspektren gesetzt und mit dem

Programm "MONNOR" die Normierungsgrößen bereitgestellt. Fenster werden für einen magnetischen Unterzustand ("Spinfiltermode") bzw. Flip ("Sonamode") gesetzt. Die anderen Unterzustände bzw. der andere Flip wird dann automatisch abgearbeitet. Anschließend werden die Observablen ausgerechnet und - falls Monitordaten vorhanden sind - wird automatisch auf den Monitor normiert. Zur Weiterverarbeitung mit dem Programm "UMFORM" werden Streuwinkel, Q3D-Öffnungswinkel, Wirkungsquerschnitt, Vektoranalysierstärke und die statistischen Fehler weggeschrieben. Mit "UMFORM" werden dann Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke erzeugt, die zum einen mit dem Laserdrucker gezeichnet werden und im zu theoretischen Rechnungen passenden Format ans Leibniz-Rechenzentrum geschafft werden können. Dort erfolgt ein Vergleich mit DWBA- bzw. OCBA-Analysen nach einem  $\chi^2$ -Kriterium (Programm "WIVER" (Eck-87)). Nach Zuordnung des Drehimpulses und eventuell der OCBA-Amplitude werden die Winkelverteilungen sortiert und mit den Programmen "PLOT4" bzw. "PLOT3" (Eck-87) im endgültigen Format gezeichnet und die spektroskopischen Faktoren berechnet. Im Prinzip können alle Daten ohne Ausdrücke behandelt werden. Die Zuordnung geschieht anhand von Zeichnungen und alle wichtigen Ergebnisse werden auf die Zeichnungen geschrieben. Selbst bei einem minimalen Papierausstoß der Programme müßten sonst ungefähr 7000 Seiten Computerausdrücke bearbeitet werden.

## 2. Energieeichung

Die Anregungsenergie der Niveaus wurde mit Hilfe des Programms "QWERT" (Kader-86) bestimmt. Dabei wird aus dem Impuls des Protons und der Magnetfeldstärke der Bahnradius berechnet und mit einem Polynom der Dimension  $n$  die Lage im Spektrum zugeordnet.

Der Bahnradius ist gegeben durch:

$$\rho_i = \frac{\sqrt{2mE_i}}{B}$$

und die Lage des Niveaus im Spektrum durch:

$$x_i = \sum_{j=0}^n \alpha_j (\rho_i - \rho_0)^j$$

wobei  $\rho_0$  eine frei wählbare Konstante ist, die vom Programm als mittlerer Bahnradius aller Eichenergien bestimmt wird:

$$\rho_0 = \frac{1}{N} \sum_i \rho_i$$

Zur Bestimmung der Koeffizienten  $\alpha_j$  benötigt das Programm neben den Reaktionsdaten noch das Magnetfeld in Form der gemessenen NMR-Frequenz und die Energie von Eichlinien  $E_i$ . Die Zahl der Eichlinien muß dabei mindestens so groß wie die Dimension des Polynoms sein ( $N \geq n$ ). Werden mehrere Spektren mit verschiedenen Bereichen in der Anregungsenergie, die aber zum Teil überlappen, betrachtet, so wird zusätzlich noch die Magnetfeldstärke angepaßt. Wegen des verhältnismäßig großen Energiebereichs, der mit dem Detektor bei einer Magnetfeldeinstellung erfaßt wird ( $\approx 2$  MeV) und der Ortsabhängigkeit der Dispersion des Q3D, wählten wir ein Polynom der Ordnung fünf. Der Einfluß der Beiträge mit  $j \geq 3$  ist in der Mitte des Detektors verschwindend, während am Rand Korrekturen im Bereich einiger keV auftreten. Inwieweit sich die Koeffizienten gegenseitig beeinflussen, konnte nicht zweifelsfrei geklärt werden. Der Koeffizient zum linearen Polynomterm  $\alpha_1$  entspricht gerade einer mittleren Dispersion  $D$  über die Detektorlänge, denn:

$$\alpha_1 = \frac{dx}{d\rho} = \frac{D}{\rho_0}$$

Damit ergibt sich in unserem Fall eine Dispersion von:

$$D = 19 \frac{\text{m}}{\frac{\Delta p}{p}}$$

im Vergleich zu:

$$13 \leq D \leq 22 \frac{m}{\frac{\Delta p}{p}} \quad (\text{Sch-74})$$

D.h., daß bei unseren Experimenten der Detektor im Bereich hoher Dispersion des Q3D stand.

Zur Energieeichung wählten wir zwei verschiedene Verfahren. Zum einen wurde ein Anregungsspektrum gemessen, bei dem für einen magnetischen Unterrzustand ( $m = +1$ ) bei einem Streuwinkel von  $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$  für verschiedene Magnetfeldeinstellungen mit großem Energieüberlapp der Einzelspektren Daten akkumuliert wurden. Für alle Einzelspektren, in denen Eichlinien vorkommen, wurde eine globale Eichung mit gleichen Koeffizienten  $a_1$  für die Einzelspektren durchgeführt. Eine möglicherweise vorhandene Abhängigkeit der Parameter  $a_1$  von der Magnetfeldeinstellung wurde vernachlässigt. Abweichungen der aus der Eichung berechneten Energien für Linien, die im Überlappbereich zweier Einzelspektren liegen, wurden durch Anpassung der Magnetfeldstärke ( $\sim 10^{-4}$ ) ausgeglichen. Bei Spektren im Bereich großer Anregungsenergie, die keine Eichlinien enthalten, wurde nur die Magnetfeldstärke so angepaßt, daß die Abweichungen der aus der Eichung berechneten Energien im jeweiligen Überlapp minimal wurden. Zum anderen eichten wir mehrere Streuwinkel unabhängig voneinander. Die Anregungsenergie eines Niveaus ergibt sich dann als Mittelwert aus den Einzelenergien mit der Standardabweichung als Fehler. Der Vorteil des Verfahrens liegt darin, daß

- Targetverunreinigungen mit ähnlichen Massen ( $^{28}\text{Si}$ ,  $^{42}\text{Ca}$ , ...) durch große Standardabweichungen wegen der kinematischen Verschiebung auffallen,
- Linien, die durch Fremdlinien aus dem Kohlenstoffbacking bei manchen Winkeln überdeckt werden, bei anderen Streuwinkeln geeicht werden können,
- schwache Linien identifiziert werden können, da die Winkel mit maximalem Wirkungsquerschnitt auch in der Eichung stecken und

- zufällige Fehler wie z.B. falsche Eichenergie oder falsches Magnetfeld sich in der Standardabweichung merklich niederschlagen.

Allerdings ist dieses Verfahren nicht für eine Energieeichung mit dem Ziel möglichst kleiner Fehler geeignet. Wegen der Instabilität des Tandems mußte mit weit offenen Stabilisierungsschlitzen gemessen werden. Eine Energieverschiebung des Tandems im keV-Bereich über einen längeren Zeitraum kann somit nicht festgestellt werden. Die Lage des Schwerpunktes und die Breite einer Linie ist darauf sehr empfindlich. Diese Drift macht sich hauptsächlich bei längeren Belichtungszeiten bemerkbar. Dies wirkt sich hauptsächlich bei den zahlreichen Niveaus mit transferierten Bahndrehimpulsen  $l \leq 3$  aus. Hier ist bei Streuwinkeln  $\theta_{lab} \geq 25^\circ$  der Wirkungsquerschnitt schon relativ klein und es muß deshalb lange belichtet werden, um die statistischen Fehler der Analysierstärke klein zu halten. Andererseits werden diese Winkel zur Niveauidentifikation benötigt, da wegen des kleinen Massenunterschieds der Targetverunreinigungen die kinematische Verschiebung sehr klein ist ( $\approx 20$  keV bei einer Winkeldifferenz von  $5^\circ$  im Fall von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{43}\text{Ca}$ ).

Auch hier findet die Auswertung der Einzeleichungen weitgehend automatisch statt (Programm "FEHLER"). Durch Eingabe von Abschneideparametern wie Mindestzahl an Winkeln, bei denen eine Linie identifiziert werden mußte, und maximal zulässige Standardabweichung kann in die Verarbeitung eingegriffen werden. Als Ergebnis erhält man Bilder wie Fig. IV.2,3,6,7 und eine Linienliste mit Anregungsenergien und Fehlern.

#### a) Eichung von $^{41}\text{Ca}$

Das Anregungsspektrum (Fig. IV.1) wurde mit sieben verschiedenen Magnetfeldeinstellungen gewonnen. Die Eichung des Spektrums erfolgte mit

$^{40}\text{Ca}$  ( $\bar{d}, p$ )  $^{41}\text{Ca}$   $E_d = 20\text{ MeV}$   $\Theta_{lab} = 20^\circ$



einem Polynom der Dimension drei.

Bei der Eichung der Einzelniveaus traten folgende Probleme auf:

- es gibt nicht sehr viele genau bekannte Energien (Fehler  $\leq 1$  keV) oberhalb von 5 MeV Anregungsenergie und
- die Daten wurden bei zwei Strahlzeiten gewonnen, wobei Drahtspannung, Gasdruck und Verstärkung verschieden waren, so daß eine Eichung mit globalen Parametern nicht möglich war.

Bis 5.8 MeV Anregungsenergie wurde von  $5^\circ - 55^\circ$  und von 5.3 MeV bis 7.3 MeV von  $5^\circ - 30^\circ$  in einem Experiment gemessen. Beim zweiten Experiment nahmen wir Spektren von 5.3 MeV bis 7.3 MeV für Streuwinkel von  $25^\circ - 55^\circ$  und von 6.7 MeV bis 8.7 MeV von  $5^\circ - 55^\circ$  auf (Fig. IV.4). Zunächst eichten wir von 1.9 MeV bis 7.3 MeV in Fünf-Grad-Schritten mit je einem Polynom finiten Grades. Aus diesen sieben Eichungen wählten wir dann Niveaus mit kleinem Fehler als zusätzliche Eichlinien für die Eichung bis 8.7 MeV (Tab. IV.1). Wegen des großen Überlapps von 99 keV zwischen den beiden letzten Einzelanregungsspektren, war damit auch eine Eichung bis 9.1 MeV möglich. Da nur von  $25^\circ - 55^\circ$  Spektren aus derselben Strahlzeit für beide Anregungsenergiebereiche existieren, wurde dieser Winkelbereich in Fünf-Grad-Schritten geeicht. Für den Bereich von 1.9 MeV bis 5.8 MeV wurde zusätzlich noch von  $5^\circ$  bis  $20^\circ$  geeicht, so daß für diesen Anregungsenergiebereich 9.1 Einzelaichungen vorliegen. In Tab. IV.1. sind die Eichenergien und ihre Reproduktion durch die Eichung dargestellt. Wegen der zunehmenden Niveaudichte war es schwierig, bei höheren Anregungsenergien den Linienschwerpunkt zu bestimmen. Dies schlägt sich im Trend einer zunehmenden Standardabweichung mit zunehmender Anregungsenergie nieder (Fig. IV.2). Große Standardabweichungen bei niedriger Anregungsenergie weisen auf schwache Linien hin, bei denen die Statistik eine genaue Bestimmung des Schwerpunkts erschwert. In Fig. IV.2 und Tab. IV.3 sind nur Niveaus aufgeführt, die bei mehr als

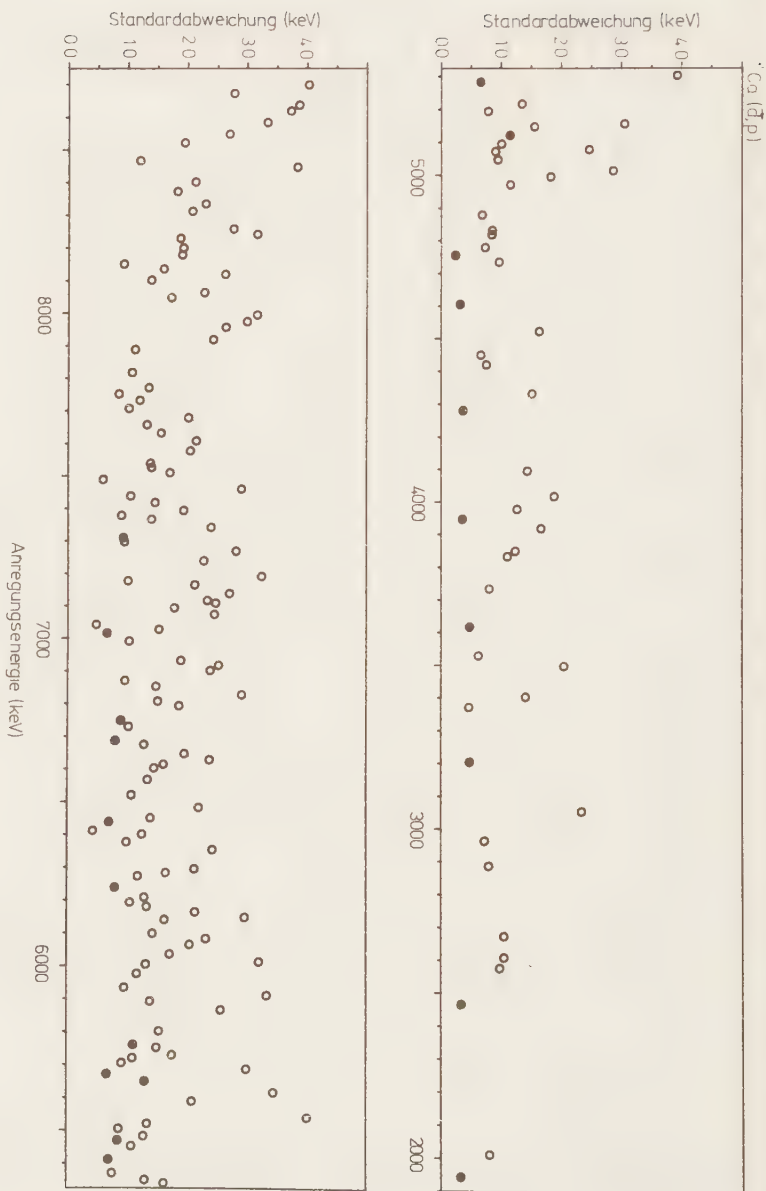


Fig. IV.2: Standardabweichung der identifizierten Niveaus in  $^{41}\text{Ca}$  gegen die Anregungsenergie aufgetragen. Die vollen Kreise stellen die Eichlinien dar.

zwei Winkeln eindeutig identifiziert wurden und deren Standardabweichung kleiner als 4.1 keV ist. In Fig.IV.3 ist die Qualität der Eichung zusammengefaßt, indem die Differenz aus der von uns ermittelten Energie und dem Wert aus der Literatur (End-78) mit der Standardabweichung als Fehler gegen die Anregungsenergie aufgetragen wurde. Zusätzlich sind noch die Fehler der Energien aus der Literatur als Fehlerband symmetrisch zur Nulllinie eingezeichnet. Die Reproduktion der Literaturenergien ist innerhalb der Fehler zufriedenstellend.

| $E_{\text{Eich}}$        | $E_{\text{repr.}}$ | $E_{\text{Eich}}$        | $E_{\text{repr.}}$ |
|--------------------------|--------------------|--------------------------|--------------------|
| 1942.61(11)              | 1942.7(3)          | 5283.6(6)                | 5283.3(8)          |
| 2462.2(2)                | 2462.6(3)          | 5411.0(5)                | 5411.5(7)          |
| 3201.24(11)              | 3200.4(5)          | 5647.4(7)                | 5648.9(13)         |
| 3613.5(2) <sup>11</sup>  | 3613.5(5)          | 5760.0(4)                | 5759.6(11)         |
| 3944.1(2) <sup>11</sup>  | 3943.9(3)          | 6238.5(9)                | 6238.8(8)          |
| 4278.0(10) <sup>11</sup> | 4278.0(4)          | 6438.0(7)                | 6437.9(7)          |
| 4603.3(4)                | 4602.9(3)          | 6686.4(8)                | 6686.2(8)          |
| 4752.6(2)                | 4753.4(2)          | 6748.2(2) <sup>11</sup>  | 6748.1(9)          |
| 5120.0(5)                | 5120.7(12)         | 7014.7(4) <sup>11</sup>  | 7014.8(7)          |
| 5411.4(6) <sup>11</sup>  | 5411.0(5)          | 7308.4(13) <sup>11</sup> | 7308.4(9)          |
| 5468.5(15) <sup>11</sup> | 5468.9(9)          |                          |                    |
| 5670.5(15) <sup>11</sup> | 5670.4(9)          |                          |                    |

Tab.IV.1: Eichlinien (End-78)(1. Spalte) und ihre Reproduktion durch die Eichung (2. Spalte) in keV für  $^{44}\text{Ca}$ . In der dritten Spalte sind die aus der Eichung bis 7.3 MeV im Winkelbereich von 5 bis 25 Grad extrahierten neuen Eichlinien aufgeführt. Die dazugehörigen nachgeeichten Energien stehen in der vierten Spalte. Die endgültige Energie (Tab.IV.3) ergibt sich als der mit dem Fehler gewichtete Mittelwert aus den Einzeleichungen.

<sup>11</sup>: Linie kommt in zwei Spektren vor.

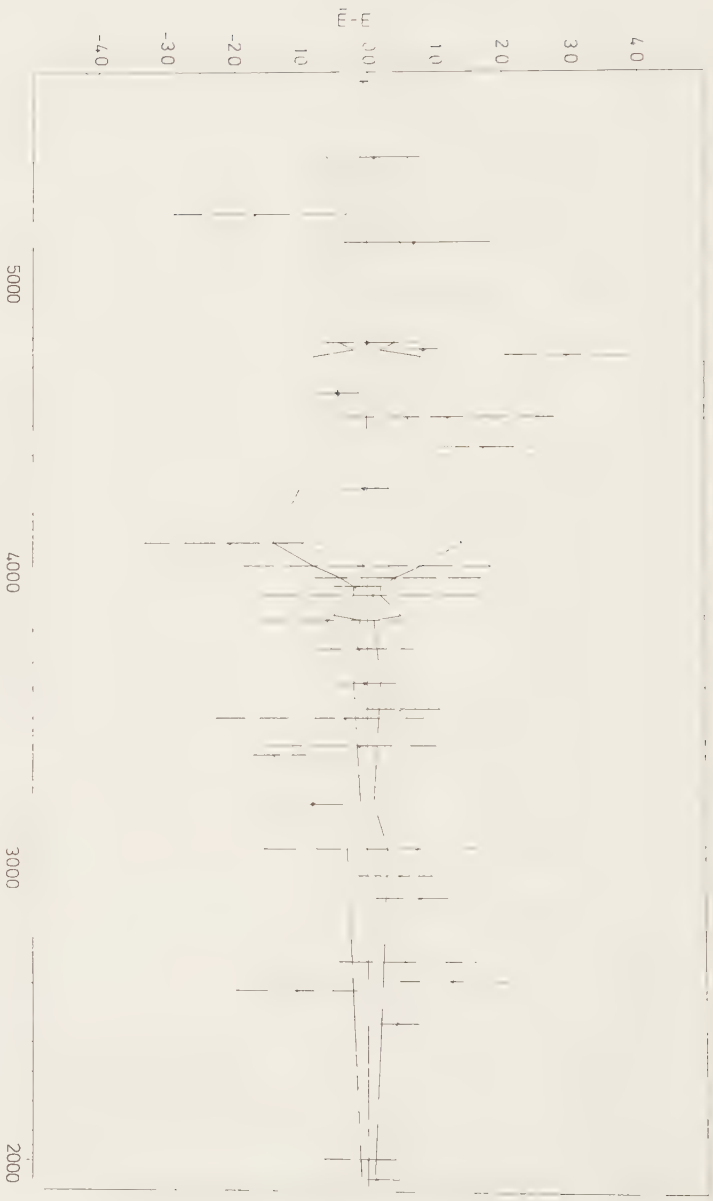


Fig. IV.3: Differenz aus mittlerer Energie  $\bar{E}$  und Literaturenergie  $E_{lit}$  (End-78) gegen die Anregungsenergie aufgetragen für  $^{41}\text{Ca}$ . Der Fehlerbalken stellt die Standardabweichung dar und das Band um die Nulllinie die Fehler der Literaturwerte. Durchgezogene Linien stehen für Eichlinien.

b) Eichung von  $^{32}\text{P}$ 

Wie im Falle von  $^{41}\text{Ca}$  wurde zunächst ein Anregungsspektrum bei sieben verschiedenen Magnetfeldeinstellungen aufgenommen (Fig.IV.5) und mit einem Polynom der Dimension drei geeicht.

Die anderen Daten wurden in einer Strahlzeit gewonnen, so daß eine globale Eichung pro Winkel zwischen 0 und 8.4 MeV Anregungsenergie gemacht werden konnte (Fig.IV.4). Zum Eichen wählten wir den Winkelbereich von  $15^\circ$  bis  $45^\circ$  in Fünf-Grad-Schritten mit Eichlinien bis 6.6 MeV (Tab.IV.2).

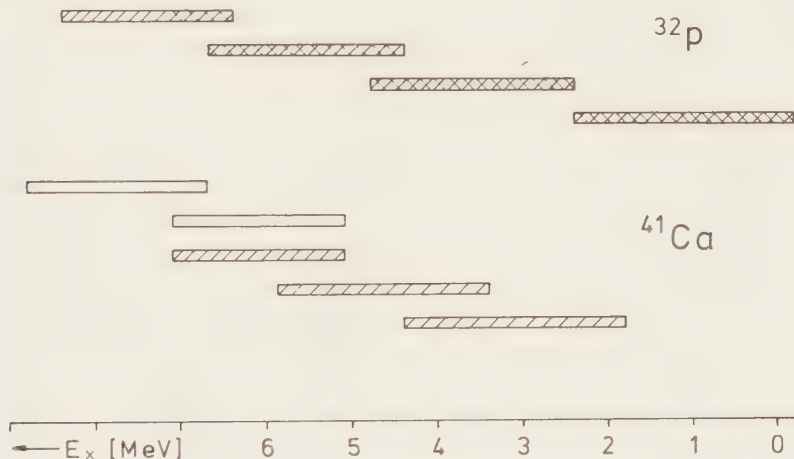


Fig.IV.4: Mit einer Detektoreinstellung abgedeckte Energiebereiche für die Energieeichung von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{32}\text{P}$ . Die weißen Kästchen im Fall von  $^{41}\text{Ca}$  stellen das zweite Experiment dar.

Wegen der Dublettstruktur ist die Niveaudichte sehr groß, so daß bei einer Auflösung von 4.5 bis 6 keV nicht ausgeschlossen werden kann, daß es sich bei einigen Linien um nicht aufgelöste Multipletts handelt. Dies schlägt sich in den Standardabweichungen nieder, die bereits bei niedrigen



Fig. IV 1. Anregungsspektrum von  $^{31}\text{P}$  bei einem Streuwinkel von  $20^\circ$  im linearen Maßstab. Die Nummerierung der Linien entspricht der Notation von Tab. IV 1.



Fig. 1. a. Wie Fig. IV, nur auf

Anregungsenergien deutlich größer als bei der Eichung von  $^{41}\text{Ca}$  sind (Fig.IV.6). Auffallend ist, daß es einige Zustände gibt, die stark von den Literaturwerten abweichen (Fig.IV.7). Es handelt sich hierbei um die Zustände mit den Nummern 5, 8, 11, 12, 13, 15 und 25 (Tab.IV.4), wobei Zustand 11 wegen der großen Abweichung außerhalb des abgebildeten Bereichs liegt. Wenn wir nur Zustände betrachten, bei denen wir auch den transferierten Drehimpuls zuordnen können, also Zustände mit größeren Wirkungsquerschnitten, bleiben immer noch die Zustände 8, 11, 12, 15 und 25. Die in (End-78) angegebenen Energiewerte sind mit dem Fehler gewichtete Mittelwerte aus verschiedenen Messungen. Für die betrachteten fünf Zustände stammen diese Energiewerte aus  $(\alpha, \text{pr})$ -Messungen (vEi-73, vEi-76 und Car-73). Bis auf Zustand 25, bei dem keine Angaben zu Spin und Parität gemacht werden, gibt es keine Widersprüche in Bezug auf Spin und Parität des Endzustandes, so daß die Wahrscheinlichkeit, daß es sich um Dubletts handelt, bis auf Zustand 25, relativ klein sein sollte. Eine neuere, sehr genaue  $(n, \gamma)$ -Messung (Ken-85) gibt für die Zustände 8 und 11 Energiewerte mit sehr kleinem Fehler. In Fall von Zustand 8 stimmt die Energie von 2218.0 keV besser mit (End-78) überein, als mit unserem Wert. Das kann daran liegen, daß der nächste Zustand nur 8 keV vom betrachteten entfernt liegt und bei demselben transferierten Drehimpuls (hauptsächlich  $l = 2$ ), der benachbarte Zustand einen deutlich größeren Wirkungsquerschnitt aufweist. Dies kann dazu führen, daß der Linienschwerpunkt systematisch falsch bestimmt wird und zwar immer in Richtung des größeren Zustandes ( $E_x = 2229.5$  keV). Das zweite Niveau aus  $(n, \gamma)$  (Nummer 11 mit  $E_x = 2740.3$  keV) stimmt deutlich besser mit unserem Energiewert ( $E_x = 2738.3(12)$ ) überein. Bei diesem und bei den Zuständen 12 und 15 weichen die verschiedenen  $(\alpha, \text{pr})$ -Messungen stark voneinander ab. Während die Werte von (vEi-73) und (vEi-76) näher bei unseren Ergebnissen liegen, gibt (Car-73) immer eine

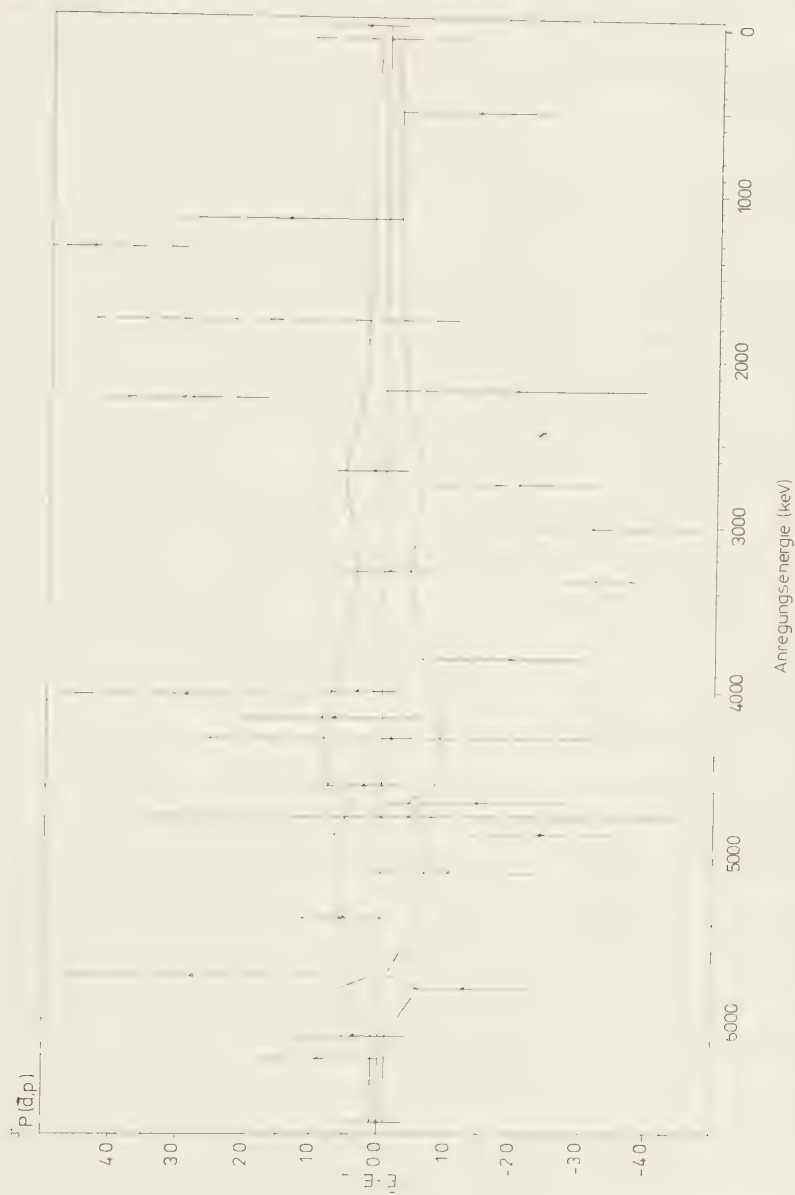


Fig. IV.7: Wie Fig. IV.3 nur für  $^{32}\text{P}$ . Literatureenergie zusätzlich aus (Ken-85) (siehe auch Tab. V.2).

größere Anregungsenergie, die dann den Mittelwert von (End- $i$ s) wegen des kleinen Fehlers von unserem Wert wegschiebt. Mit diesen Einschränkungen kann die Reproduktion der Literaturenergien als zufriedenstellend angesehen werden.

| $E_{\text{Eich}}$ | $E_{\text{repr.}}$ | $E_{\text{Eich}}$           | $E_{\text{repr.}}$ |
|-------------------|--------------------|-----------------------------|--------------------|
| G.S.              | 0.3(6)             | 4149.1(9)                   | 4149.8(14)         |
| 513.0(2)          | 511.6(12)          | 4554.4(8)                   | 4554.7(6)          |
| 1149.7(2)         | 1151.2(17)         | 4661.43(05) <sup>1)2)</sup> | 4661.4(14)         |
| 2177.8(3)         | 2175.8(20)         | 5349.8(6)                   | 5350.3(6)          |
| 2657.8(6)         | 2658.0(6)          | 5779.0(4)                   | 5778.2(10)         |
| 3264.0(4)         | 3263.9(7)          | 6062.6(13)                  | 6062.7(9)          |
| 3796.9(6)         | 3795.0(12)         | 6581.94(06) <sup>1)2)</sup> | 6581.9(5)          |

Tab.IV.2: Eichlinien (End-78) (1. und 3. Spalte) und ihre Reproduktion durch die Eichung in keV (2. und 4. Spalte) für  $^{32}\text{P}$ .

<sup>1)</sup>: Linie in zwei Spektren

<sup>2)</sup>: aus (Ken-85)

### 3. Winkelverteilungen

Auf den folgenden Seiten sind die Winkelverteilungen von differentiellem Wirkungsquerschnitt in logarithmischem Maßstab und Vektoranalysierstärke in linearem Maßstab dargestellt. Die Zustände in den beiden Kernen  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{32}\text{P}$  sind nach den verschiedenen Gesamtdrehimpulsen der Endzustände sortiert und innerhalb eines Gesamtdrehimpulses nach aufsteigender Anregungsenergie geordnet. Die Rechtecke stellen die experimentellen Ergebnisse dar, wobei nach oben der statistische Fehler und nach rechts der Q3D-Öffnungswinkel gezeichnet ist. Der Mindestfehler beträgt  $\pm 2.5\%$ . Die Kurven stellen DWBA- bzw. OCBA-Rechnungen dar.

a)  $^{41}\text{Ca}$

Um den Einfluß des inelastischen Transferprozesses auf die Beschreibung der Daten der positiven Paritätszustände zu studieren, haben wir die tiefstliegenden Lochzustände und die beiden  $9/2^+$ -Zustände bei  $E_x = 2.884$  MeV bzw. 3.200 MeV mit der OCBA-Methode im Rahmen unseres eingeschränkten Konfigurationsraumes analysiert.

Für die Lochzustände (d.h. die  $1d3/2^-$ ,  $2s1/2^-$  und  $1d5/2^-$ -Zustände) ist die Beschreibung der Daten sehr empfindlich auf die Wahl des Mischungsverhältnisses  $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$  (Fig.IV.8). In allen betrachteten Fällen ergibt sich die beste Beschreibung der Daten mit  $\alpha_2 < 0$ , d.h. es wird negative Interferenz bevorzugt. Dies führt zu einer Reduktion des spektroskopischen Faktors. Die Beschreibung erfordert, je weiter die Schale von der Fermikante entfernt ist, eine größere Beimischung des inelastischen Transfers mit entsprechender Abnahme des spektroskopischen Faktors für den direkten Transfer. Die beiden betrachteten  $5/2^+$ -Zustände ( $E_x = 2.601$  MeV bzw. 3.526 MeV), von denen die Zuordnung des ersten aus (End-78) stammt, werden am besten durch einen rein inelastischen Prozeß beschrieben ( $\alpha_1 = 0$ ). Die spektroskopischen Faktoren für den inelastischen Prozeß  $\tilde{S} \propto |\alpha_2|^2$  sind 0.25 bzw. 0.62. Dies zeigt, daß die  $|3^- \times 1f7/2\rangle_{5/2^+}$ -Stärke mit diesen Zuständen im wesentlichen ausgeschöpft wird. Das Minimum in Fig.IV.8 für den  $1/2^+$ -Zustand ist charakteristisch für alle  $1/2^+$ -Zustände. Bei diesen Zuständen und dem tiefstliegenden  $3/2^+$ -Lochzustand (Fig.IV.8) liegt die Reduktion des spektroskopischen Faktors zwischen 10 und 30 %.

Für die  $9/2^+$ -Zustände (in Fig.IV.8 ist als Beispiel der Zustand bei  $E_x = 2.884$  MeV gezeigt) wird die Beschreibung der Daten nur unwesentlich besser durch die Berücksichtigung des inelastischen Transfers. Die Änderungen des spektroskopischen Faktors sind vernachlässigbar. Daher haben

wir die  $9/2^+$ -Zustände als über direkten Transfer bevölkert klassifiziert.

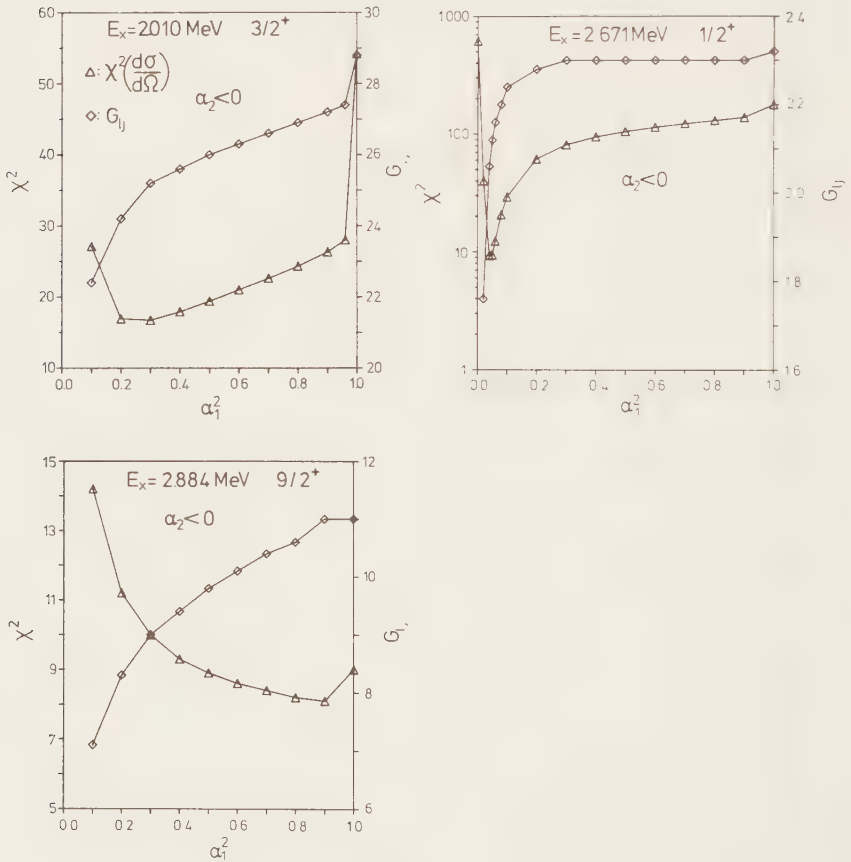


Fig.IV.8: Abhängigkeit der Beschreibung der experimentellen Daten (linke y-Achse) und des spektroskopischen Faktors  $G_{lj} = (2j_{fi} + 1) * S_{lj}$  in Prozent (rechte y-Achse) von der Wahl der Amplitude des direkten Prozesses. Die CCBA-Amplitude ist in allen Fällen negativ.

Bei den nun folgenden Winkelverteilungen ist der Wirkungsquerschnitt in  $\mu\text{b/sr}$  angegeben. Neben der Anregungsenergie ist noch der spektroskopische Faktor  $G_{lj}$  (in Prozent)

$$G_{lj} = (2j_{fi} + 1) * S_{lj} * 100$$

eingetragen. Bei eindeutiger l-Zuordnung, jedoch unsicherer j-Zuordnung, stehen die spektroskopischen Faktoren in Klammern, und es ist zusätzlich noch gestrichelt die DWBA Kurve für den anderen möglichen Gesamtdrehimpuls eingezeichnet.

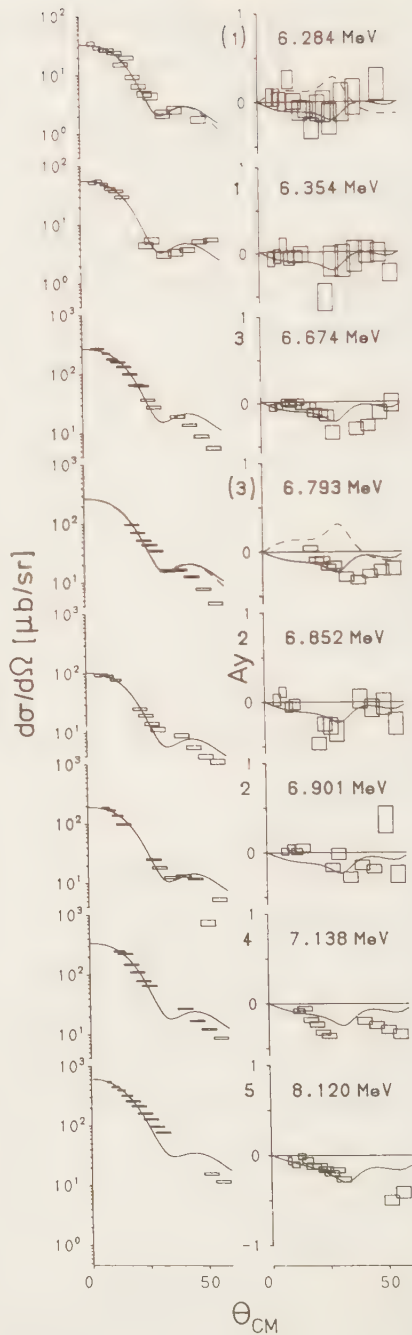
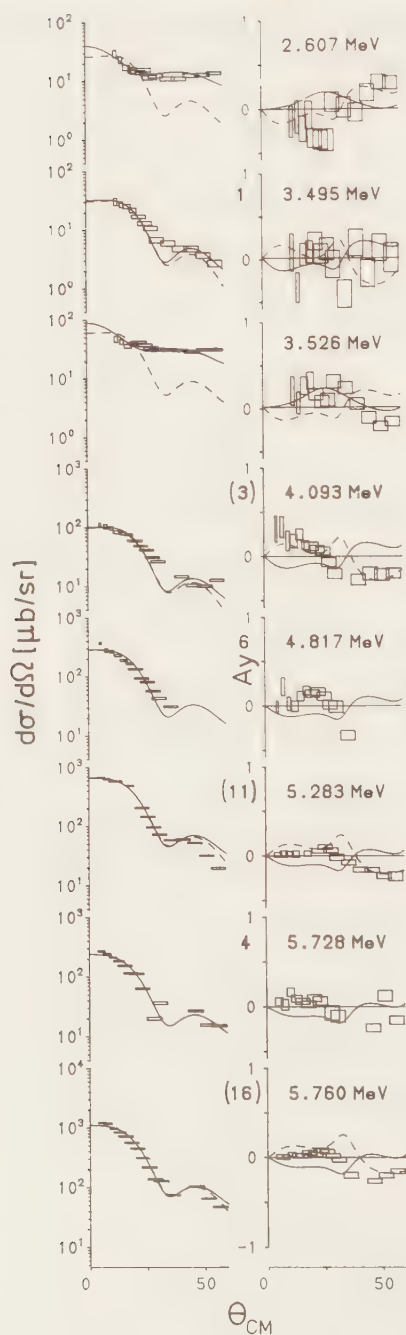
Da die  $g7/2$ -Schale weit außerhalb des gemessenen Anregungsenergiebereiches liegt, wurden alle  $l = 4$ -Zustände als  $g9/2$  zugeordnet. Alle eindeutigen  $l = 3$ -Zustände, bei denen die Analysierstärke keine j-Zuordnung gestattet, wurden als  $f5/2$ -Zustände zugeordnet. Die spektroskopischen Faktoren beziehen sich auf die Hauptquantenzahlen  $n = 1$  für d, f und g sowie  $n = 2$  für s und p Bahndrehimpulse. Fehlende Winkel bei vielen Zuständen kommen von Targetverunreinigungen wie z.B.  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$ .

Die einzelnen Quantenzahlen sind nach der Schalenmodellabfolge geordnet (beginnend mit den  $1d5/2$ -Lochzuständen und endend mit den  $1g9/2$ -Teilchenzuständen).

Bei den  $5/2^+$ -Zuständen sind, mit einer Ausnahme ( $E_x = 3.526 \text{ MeV}$ ), bis  $E_x = 5.760 \text{ MeV}$  alle Zuordnungen aus (End-78) übernommen worden, wobei sich die Zuordnungen auf mehrere Experimente wie (d,p), ( $\tau$ ,p) und  $\gamma$ -Zerfall stützen. Die  $l = 2$ -Zuordnung kann von uns in allen Fällen eindeutig bestätigt werden, jedoch deuten die Analysierstärkedaten auf Widersprüche hin. Die Qualität der Reproduktion durch die DWBA-Rechnungen ist jedoch nicht ausreichend, um eine andere j-Zuordnung vornehmen zu können.

$^{40}\text{Ca}(\bar{d},p)$ 

d5/2



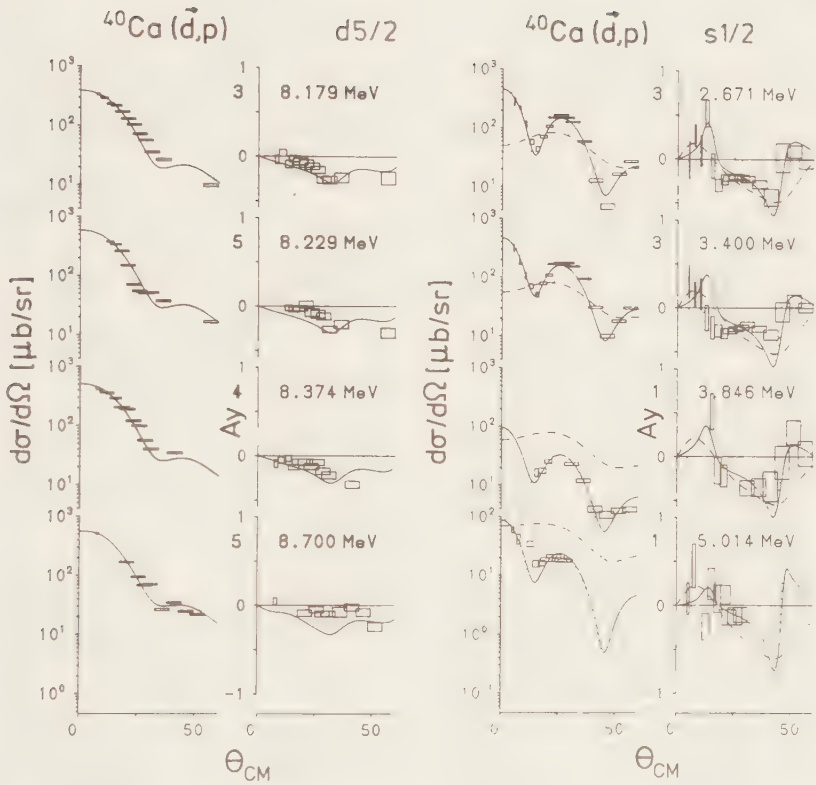


Fig. IV.9:  $d5/2$ - und  $s1/2$ -Zustände. Die  $d5/2$ -Zustände bei 2.607 MeV und 3.526 MeV wurden nur über inelastischen Transfer bevölkert gerechnet (die DWBA-Kurve für den direkten Transfers ist gestrichelt eingezeichnet) ( $\tilde{S} |a_2|^2 = 0.28$  ( $E_x = 2.607$  MeV) und  $0.62$  ( $E_x = 3.526$  MeV)). Alle  $1/2^+$ -Zustände werden durch CCBA-Rechnungen am besten beschrieben. Die Kurven mit dem kleinsten  $\chi^2$  sind durchgezogen, der direkte Prozeß gepunktet und der rein inelastische Transfer gestrichelt eingezeichnet.

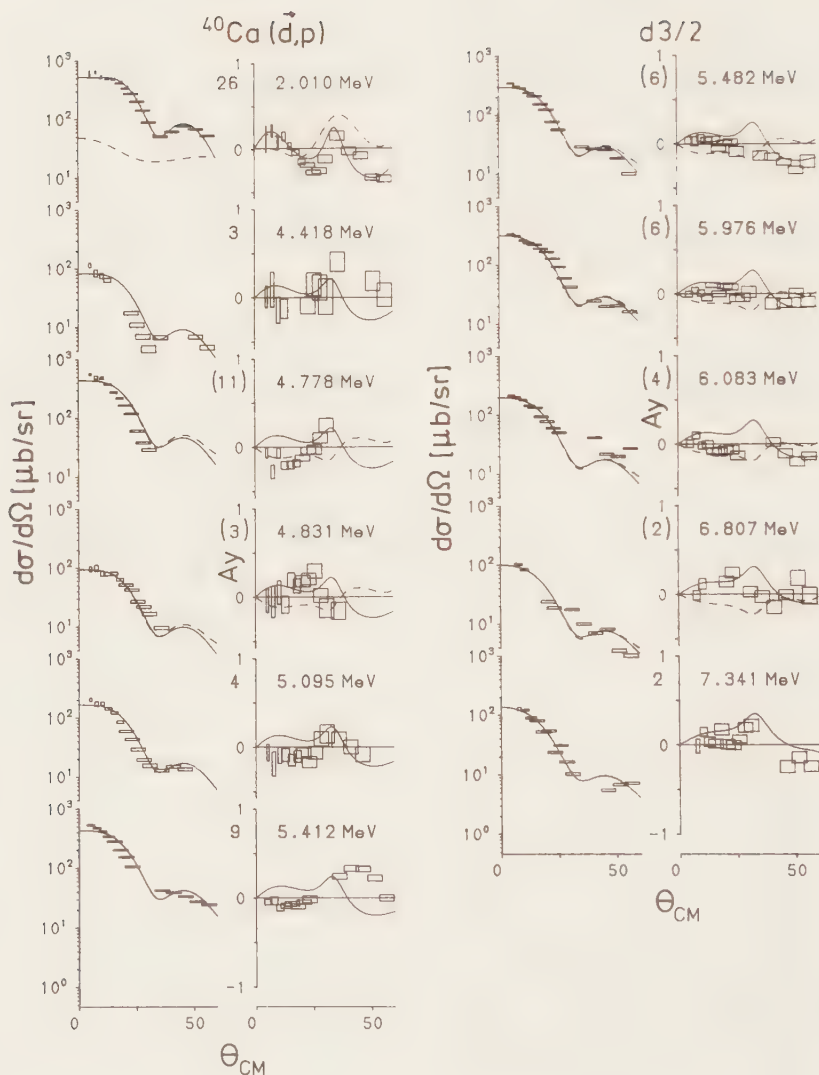
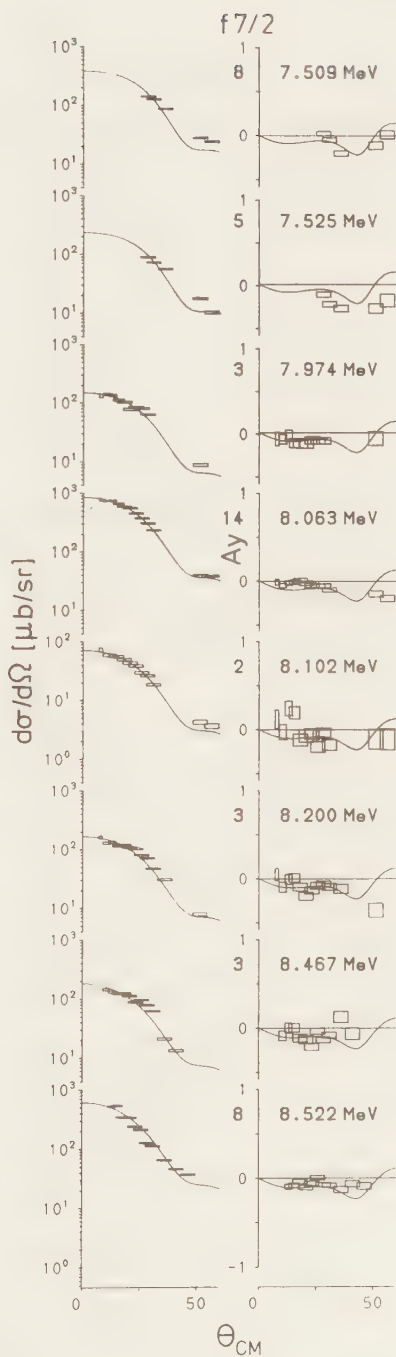
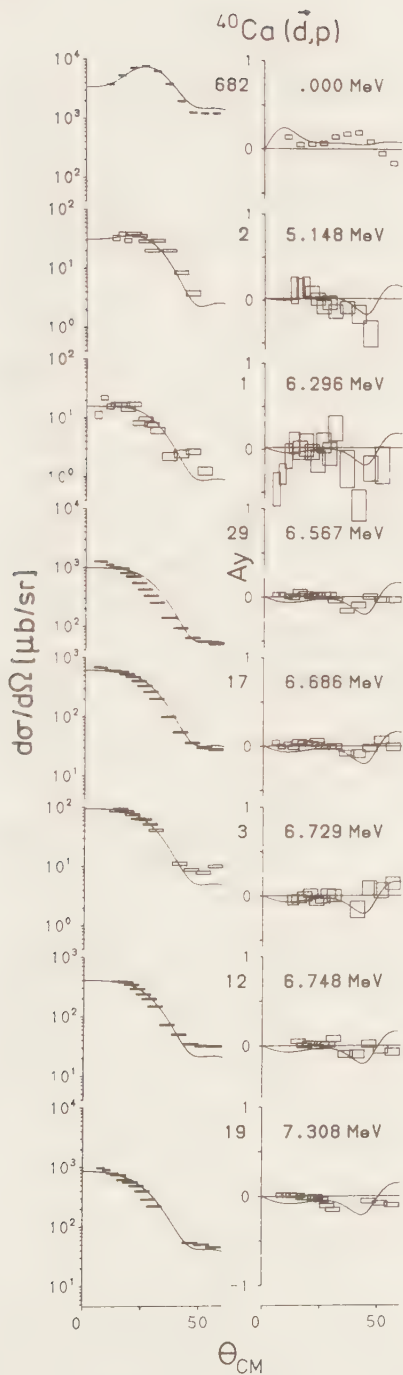
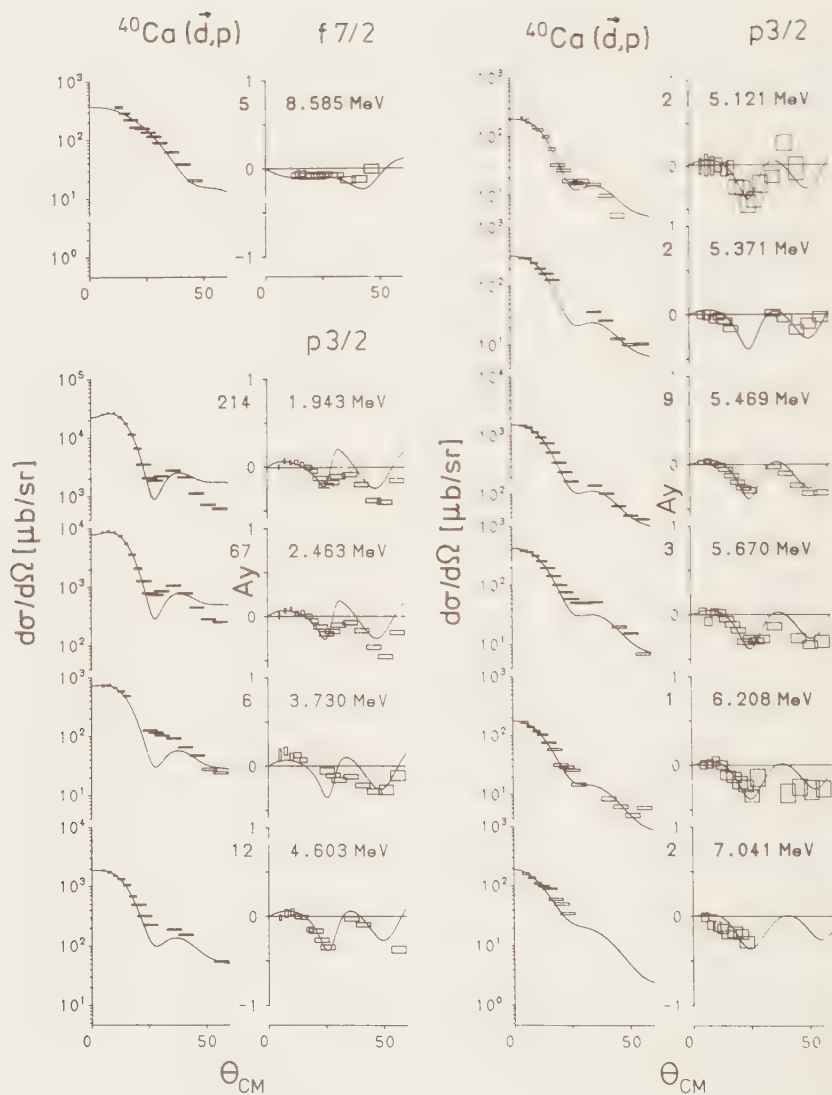
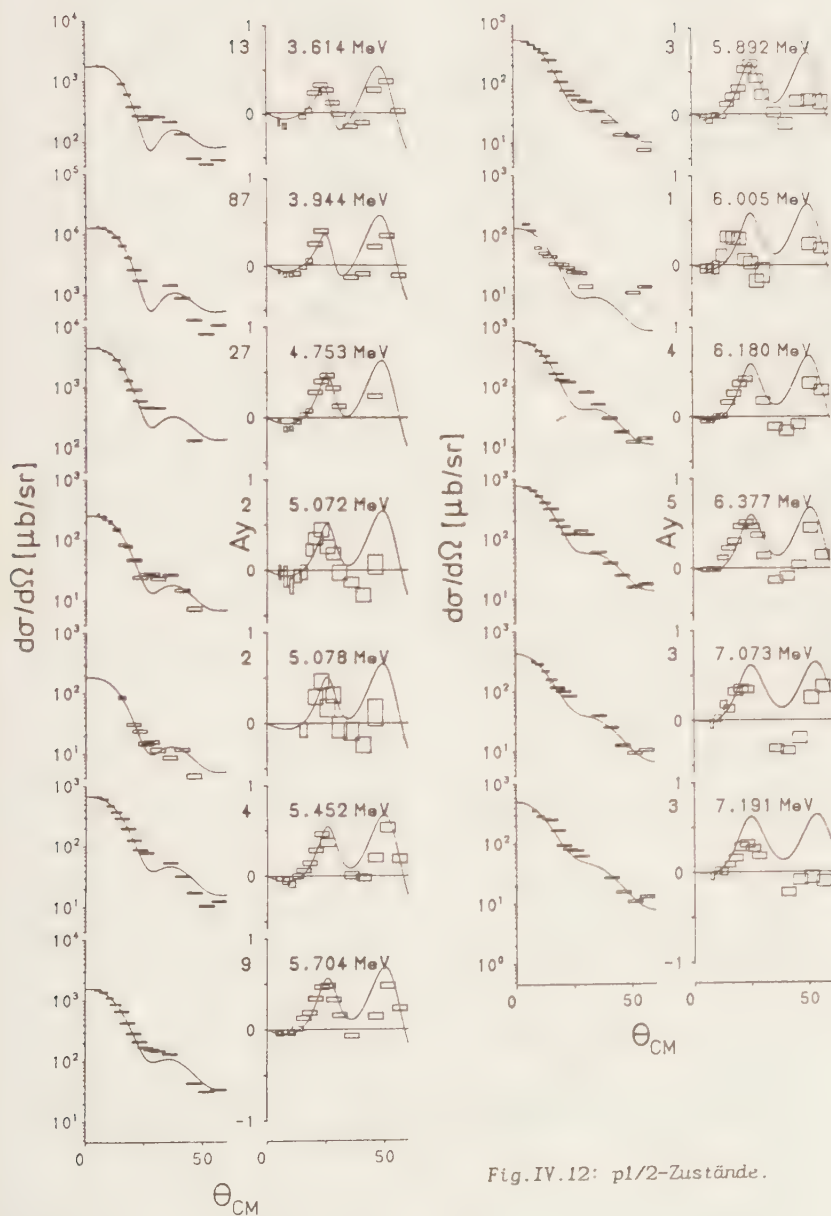
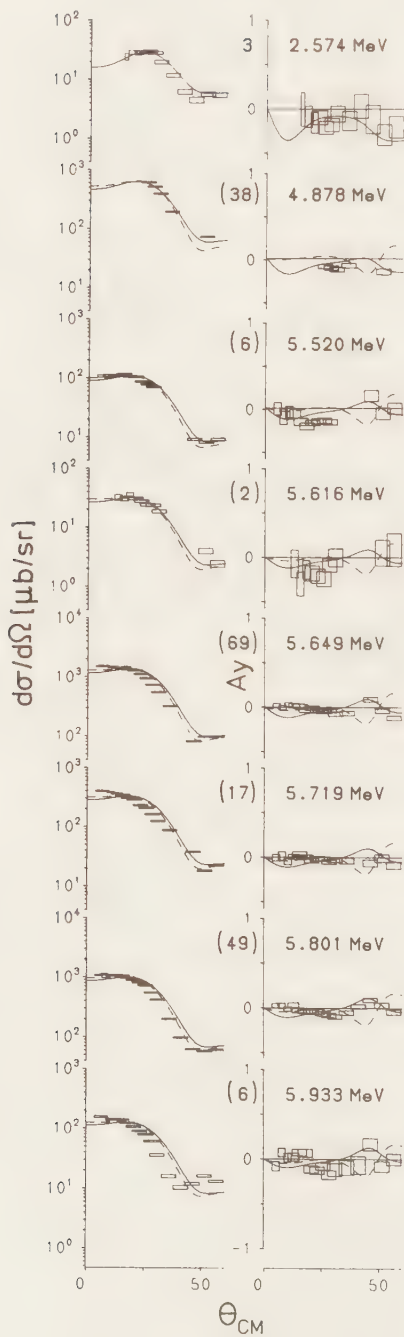


Fig.IV.10:  $d_{3/2}$ -Zustände. Für den tiefstliegenden Zustand entspricht die durchgezogene Kurve einer CCBA-Rechnung, die gepunktete einem  $1d_{3/2}$ -Transfer und die gestrichelte einem rein inelastischen Transfer.

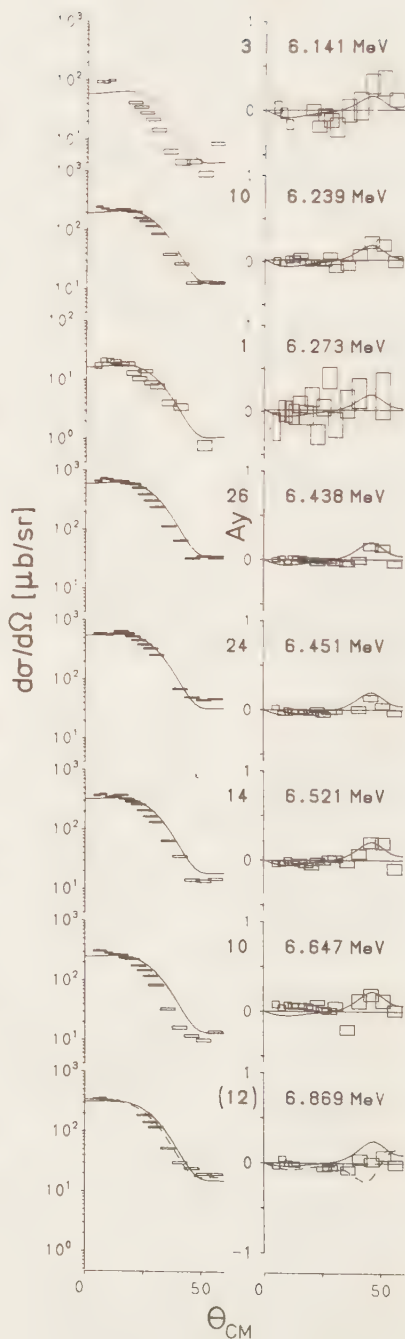


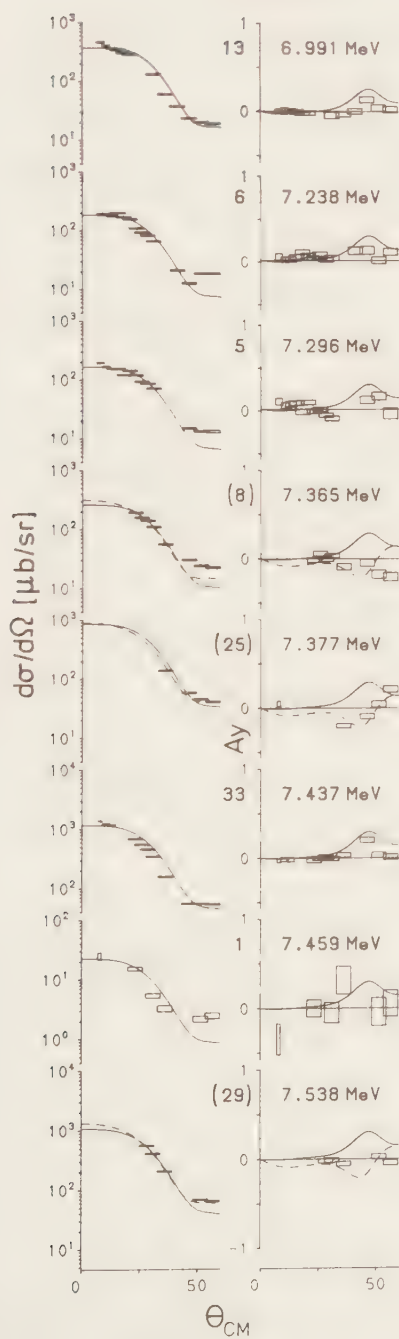
Fig. IV.11:  $f\ 7/2$ - und  $p\ 3/2$ -Zustände.

$^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$  $p1/2$ Fig. IV.12:  $p1/2$ -Zustände.

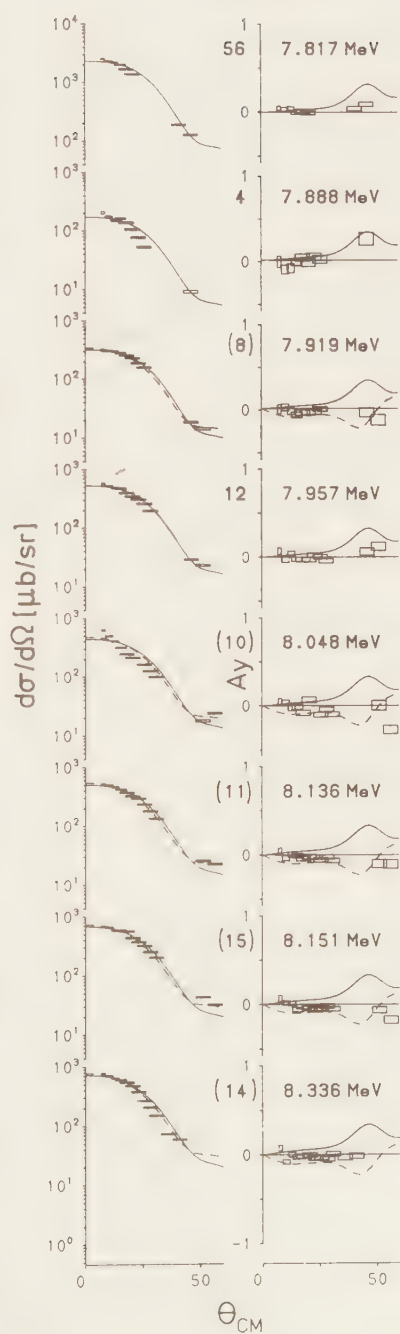
$^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$ 

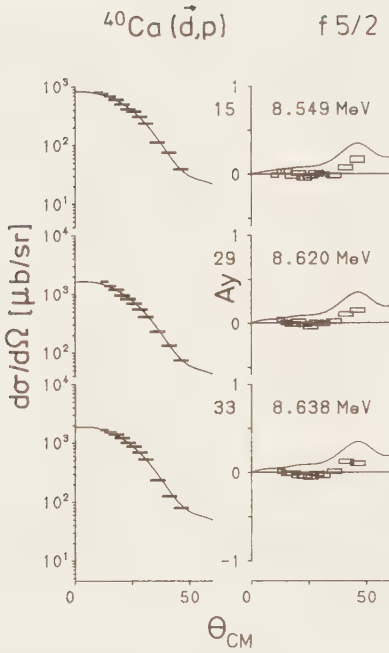
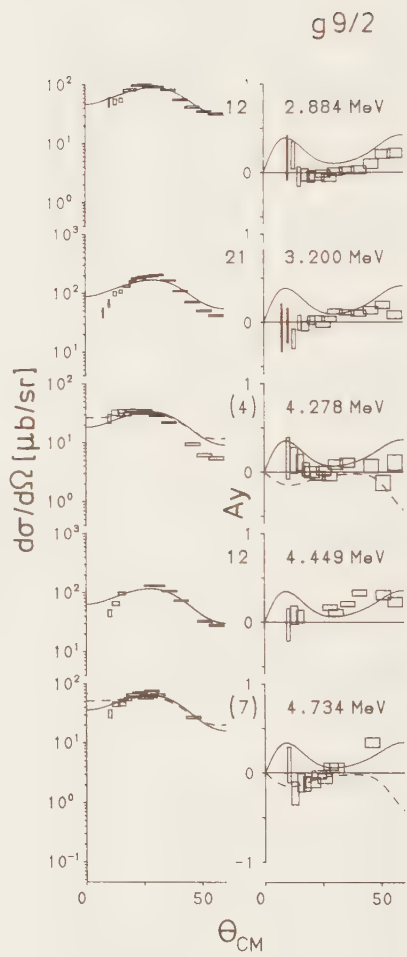
f5/2



$^{40}\text{Ca}(\vec{d},p)$ 

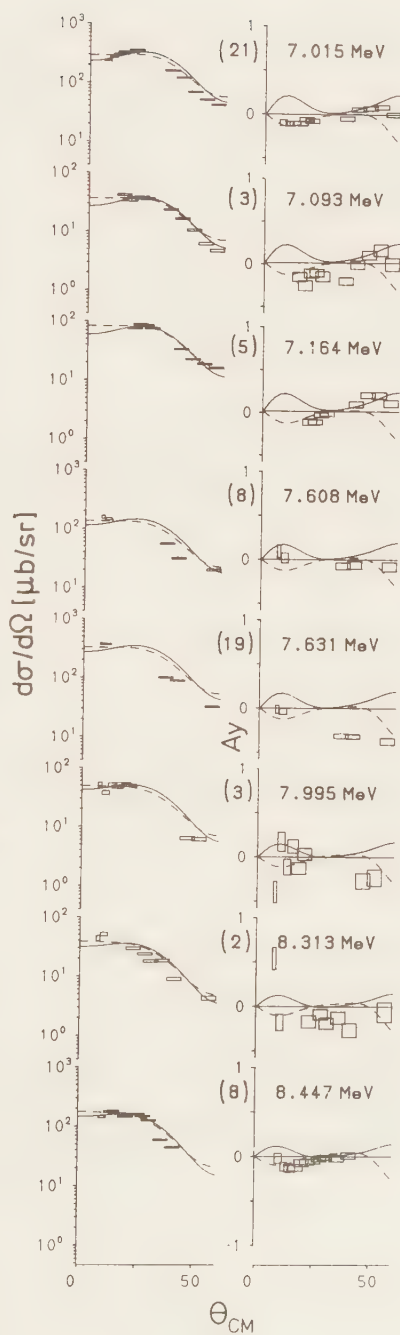
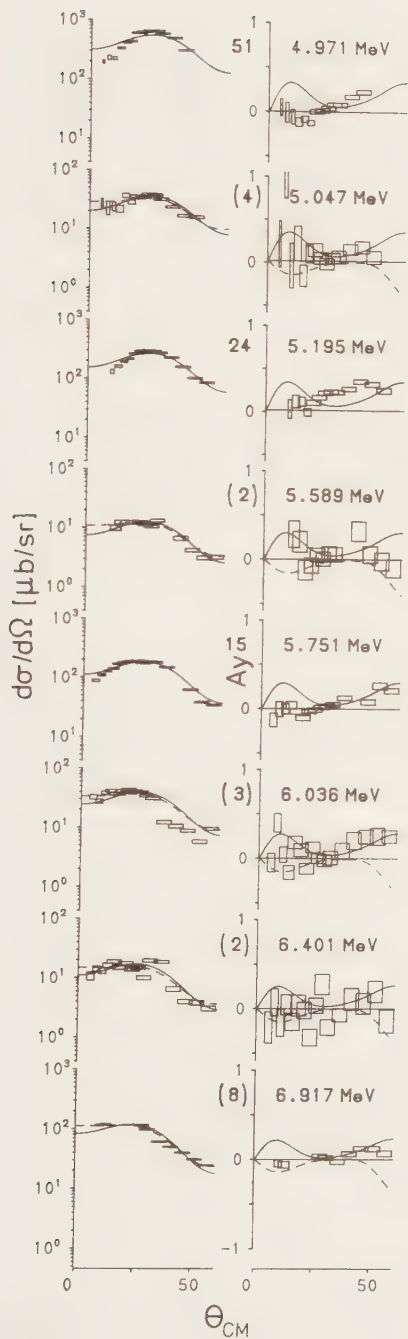
f5/2



Fig.IV.13:  $f5/2$ -Zustände.Fig.IV.14:  $g9/2$ -Zustände (wird auf der nächsten Seite fortgesetzt).

$^{40}\text{Ca}(d,p)$ 

g9/2



| No. | $E_{\gamma}$ (keV) | $\frac{dN}{dE} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{\omega} \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{\omega_0^2}$ | 1 | 2 | $G(M100)$        | $E_{\gamma}$ (keV) <sup>1</sup> | 1 | 2  | $G(M100)$ | $E_{\gamma}$ (keV) <sup>1</sup> | 1 | 2 | $G(M100)$ |
|-----|--------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------|---|---|------------------|---------------------------------|---|----|-----------|---------------------------------|---|---|-----------|
| 1   | C.S.               | 72.30/6.00                                                                                  | 1 | 1 | 682 <sup>1</sup> | C.S.                            | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 2   | 1992.1 (1)         | 1649/22.12                                                                                  | 1 | 1 | 214              | 1992.6 (1)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 3   | 2009.8 (3)         | 3394/ 88                                                                                    | 2 | 3 | 25 <sup>1</sup>  | 2009.8 (2)                      | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 4   | 2062.6 (3)         | 2860/ 65.2                                                                                  | 1 | 1 | 67               | 2062.2 (2)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 5   | 2574.2 (10)        | 289/ 20                                                                                     | 1 | 1 | 3                | 2575.2 (6)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 6   | 2606.5 (11)        | 167/ 12                                                                                     | 2 | 1 | 90               | 2606.2 (3)                      | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 7   | 2670.5 (11)        | 107/ 128                                                                                    | 0 | 1 | 3 <sup>1</sup>   | 2669.9 (2)                      | 0 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 8   | 2984.2 (8)         | 507/ 88                                                                                     | 1 | 1 | 18               | 2983.4 (4)                      | 4 | 7  |           |                                 |   |   |           |
| 9   | 2989.8 (7)         | 207/ 26                                                                                     | 1 | 1 | 1                | 2990.3 (4)                      | 3 | 7  |           |                                 |   |   |           |
| 10  | 3030.4 (23)        | 91/ 6                                                                                       | 1 | 1 | 1                | 3009.7 (3)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 11  | 3200.4 (5)         | 1539/ 204                                                                                   | 1 | 1 | 21               | 3201.2 (1)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 12  | 3498.2 (5)         | 217/ 23                                                                                     | 1 | 1 | n.d.             | 3480.6 (1)                      | 6 | 11 |           |                                 |   |   |           |
| 13  | 3499.8 (14)        | 1097/ 135                                                                                   | 1 | 1 | 1 <sup>1</sup>   | 3399.9 (2)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 14  | 3499.5 (21)        | 222/ 7                                                                                      | 2 | 1 | 1                | 3494.8 (3)                      | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 15  | 3526.0 (6)         | 187/ 31                                                                                     | 2 | 1 | 90               | 3525.5 (6)                      | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 16  | 3613.5 (3)         | 9887/ 996                                                                                   | 1 | 1 | 13               | 3613.5 (2)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 17  | 3730.3 (8)         | 1104/ 1                                                                                     | 1 | 1 | 6                | 3730.4 (3)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 18  | 3829.2 (11)        | 167/ 1                                                                                      | 1 | 1 | n.d.             | 3829.8 (1)                      | 8 | 15 |           |                                 |   |   |           |
| 19  | 3865.7 (12)        | 267/ 21                                                                                     | 0 | 1 | 1 <sup>1</sup>   | 3846.4 (5)                      | 0 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 20  | 3914.9 (17)        | 24/ 1                                                                                       | 1 | 1 | n.d.             | 3914.8 (2)                      | 6 | 13 |           |                                 |   |   |           |
| 21  | 3943.9 (4)         | 2628/ 1                                                                                     | 1 | 1 | 84               | 3944.1 (2)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 22  | 3974.3 (13)        | 29/ 1                                                                                       | 1 | 1 | n.d.             | 3973.9 (4)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 23  | 4014.3 (12)        | 12/ 1                                                                                       | 1 | 1 | n.d.             | 4014.9 (8)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 24  | 4093.3 (14)        | 666/ 29                                                                                     | 2 | 1 | (5)              | 4095.3 (14)                     | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 25  | 4278.0 (4)         | 567/ 29                                                                                     | 4 | 1 | (3)              | 4278.0 (10)                     | 4 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 26  | 4329.8 (15)        | 11/ 1                                                                                       | 1 | 1 | n.d.             | 4329.5 (8)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 27  | 4418.3 (6)         | 11/ 1                                                                                       | 2 | 1 | 3                | 4415.6 (9)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 28  | 4498.5 (7)         | 112/ 1                                                                                      | 1 | 1 | 12               | 4493 (2)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 29  | 4520.6 (16)        | 91/ 1                                                                                       | 1 | 1 | 1                | 4519.4 (5)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 30  | 4662.9 (3)         | 492/ 1                                                                                      | 1 | 1 | 12               | 4663.3 (4)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 31  | 4733.5 (10)        | 666/ 1                                                                                      | 1 | 1 | (7)              | 4732.6 (2)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 32  | 4763.4 (2)         | 9187/ 996                                                                                   | 1 | 1 | 27               | 4768.1 (1)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 33  | 4778.1 (6)         | 1566/ 29                                                                                    | 2 | 1 | (3) (11)         | 4778.1 (1)                      | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 34  | 4817.1 (9)         | 1357/ 43                                                                                    | 2 | 5 | 6                | 4813.9 (10)                     | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 35  | 4830.7 (9)         | 517/ 16                                                                                     | 2 | 3 | (3)              | 4830 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 36  | 4878.3 (7)         | 10107/ 994                                                                                  | 3 | 5 | (38)             | 4878 (2)                        | 3 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 37  | 4970.5 (12)        | 6077/ 177                                                                                   | 4 | 9 | 51               | 4972 (2)                        | 4 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 38  | 4995.1 (18)        | 77/ 11                                                                                      | 1 | 1 | 1 <sup>1</sup>   | 4993 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 39  | 5013.6 (29)        | 19/ 1                                                                                       | 0 | 1 | 1 <sup>1</sup>   | 5011.6 (8)                      | 0 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 40  | 5046.9 (10)        | 367/ 12                                                                                     | 4 | 9 | (4)              | 5051 (5)                        | 0 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 41  | 5072.3 (9)         | 477/ 21                                                                                     | 1 | 1 | 2                |                                 |   |    |           |                                 |   |   |           |
| 42  | 5078.4 (25)        | 317/ 12                                                                                     | 1 | 1 | 2                |                                 |   |    |           |                                 |   |   |           |
| 43  | 5095.3 (10)        | 590/ 16                                                                                     | 2 | 1 | 4                | 5093 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 44  | 5120.7 (12)        | 327/ 17                                                                                     | 1 | 1 | 2                | 5120.0 (5)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 45  | 5148.1 (16)        | 397/ 27                                                                                     | 1 | 1 | 2                | 5142 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 46  | 5157.0 (31)        | 122/ 1                                                                                      | 1 | 1 | 1                | 5156 (2)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 47  | 5194.9 (8)         | 2656/ 277                                                                                   | 4 | 9 | 24               | 5194 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 48  | 5217.3 (14)        | 67/ 1                                                                                       | 1 | 1 | n.d.             | 5219.0 (3)                      | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 49  | 5283.3 (8)         | 11/ 1                                                                                       | 2 | 5 | (11)             | 5283 (2)                        | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 50  | 5304.7 (39)        | 1/ 1                                                                                        | 1 | 1 | 1                | 5306 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 51  | 5339.7 (16)        | 11/ 1                                                                                       | 1 | 1 | 1                | 5337 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 52  | 5340.7 (13)        | 11/ 1                                                                                       | 1 | 1 | 1                | 5335 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 53  | 5370.3 (8)         | 11/ 1                                                                                       | 1 | 1 | 2                | 5371 (2)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 54  | 5411.5 (7)         | 117/ 1                                                                                      | 2 | 3 | 9                | 5411.4 (6)                      | 2 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 55  | 5441.1 (11)        | 124/ 1                                                                                      | 1 | 1 | 4                | 5451 (2)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 56  | 5468.9 (9)         | 188/ 1                                                                                      | 1 | 3 | 9                | 5468.4 (15)                     | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 57  | 5492.2 (13)        | 124/ 1                                                                                      | 2 | 3 | (5)              | 5479 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 58  | 5520.2 (9)         | 11/ 1                                                                                       | 1 | 1 | 1                | 5504 (2)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 59  | 5519.9 (13)        | 103/ 1                                                                                      | 1 | 1 | (5)              | 5518 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 60  | 5549.9 (40)        | 9/ 1                                                                                        | 1 | 1 | 1                | 5537 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 61  | 5588.5 (21)        | 137/ 1                                                                                      | 4 | 9 | (2)              | 5581 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 62  | 5611.8 (5)         | 122/ 18                                                                                     | 1 | 1 | (2)              | 5609 (10)                       | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 63  | 5648.9 (13)        | 12900/ 1567                                                                                 | 1 | 1 | (38)             | 5646 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 64  | 5670.1 (9)         | 1022/ 140                                                                                   | 1 | 3 | 3                | 5670.5 (15)                     | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 65  | 5688.9 (30)        | 1867/ 18                                                                                    | 1 | 1 | n.d.             | 5686 (5)                        | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |
| 66  | 5701.0 (9)         | 2040/ 147                                                                                   | 1 | 1 | 9                | 5700 (10)                       | 1 | 1  |           |                                 |   |   |           |



| $h\nu$           | $I_{\text{rel}} (\%)$ | $\frac{dN}{dt} \cdot 20^\circ / 30^\circ \left( \frac{\text{MB}}{\text{g}} \right)$ | 1   | 2,3   | $G(\pm 100)$ | $N_0$ | $E_x$ (keV) | $\frac{dN}{dt} \cdot 20^\circ / 30^\circ \left( \frac{\text{MB}}{\text{g}} \right)$ | 1               | 2,3 | $G(\pm 100)$ |
|------------------|-----------------------|-------------------------------------------------------------------------------------|-----|-------|--------------|-------|-------------|-------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|-----|--------------|
| 1.0 <sup>1</sup> | 1231.8(23)            | 1547                                                                                | 1   | 5     | 6            | 160   | 8047.5(17)  | 2137                                                                                | 100             | 3   | (5) (10)     |
| 1.1 <sup>1</sup> | 1267.6(38)            | 217                                                                                 |     | 1<4   |              | 164   | 8063.4(23)  | 5603                                                                                | 236             | 3   | 7 14         |
| 1.2 <sup>1</sup> | 1285.8(10)            | 1467                                                                                | 1   | 5     | 5            | 162   | 8101.8(14)  | 447                                                                                 | 19              | 3   | 7 2          |
| 1.3 <sup>1</sup> | 1308.4(9)             | 3617                                                                                | 231 | 1     | 7 19         | 163   | 8115.7(26)  | 2127                                                                                | 76              | 2   | 5 5          |
| 1.4 <sup>1</sup> | 1340.6(24)            | 147                                                                                 | 10  | 2     | 3 2          | 164   | 8136.1(16)  | 3257                                                                                | 135             | 3   | (5) (11)     |
| 1.5 <sup>1</sup> | 1365.3(14)            | 101                                                                                 | 111 | 3     | (5) (8)      | 165   | 8150.8(9)   | 4339                                                                                | 202             | 3   | (5) (15)     |
| 1.6 <sup>1</sup> | 1377.1(9)             | 2532                                                                                | 187 | 1     | (5) (25)     | 166   | 8179.0(19)  | 1317                                                                                | 36              | 2   | 5 3          |
| 1.7 <sup>1</sup> | 1392.9(19)            | 647                                                                                 | 57  |       |              | 167   | 8195.7(19)  | 1167                                                                                | 47              | 3   | 7 3          |
| 1.8 <sup>1</sup> | 1417.1(15)            | 2217                                                                                | 5   |       |              | 168   | 8229.4(19)  | 1517                                                                                | 52              | 2   | 5 5          |
| 1.9 <sup>1</sup> | 1437.1(11)            |                                                                                     | 1   | 5     | 33           | 169   | 8242.2(32)  | 101                                                                                 | 26              |     | 1<3          |
| 1.0 <sup>2</sup> | 1480.0(20)            |                                                                                     |     | 1     | 5 1          | 171   | 8258.6(28)  | 101                                                                                 | 91 <sup>1</sup> |     | 91           |
| 1.1 <sup>2</sup> | 1487.5(6)             |                                                                                     |     | 91    |              | 171   | 8312.7(21)  | 17                                                                                  |                 | 4   | (9) (2)      |
| 1.2 <sup>2</sup> | 1508.8(17)            | 177                                                                                 |     | 7 8   |              | 172   | 8335.7(23)  | 4787                                                                                | 151             | 3   | (5) (14)     |
| 1.3 <sup>2</sup> | 1524.7(14)            |                                                                                     |     | 1     | 7 5          | 173   | 8373.5(18)  | 1917                                                                                | 40              | 2   | 5 4          |
| 1.1 <sup>3</sup> | 1537.1(11)            |                                                                                     | 113 | 1     | (5) (20)     | 174   | 8402.2(21)  | 1247                                                                                | 50              |     | 12           |
| 1.4 <sup>3</sup> | 1556.4(21)            |                                                                                     |     |       |              | 175   | 8447.4(38)  | 1457                                                                                | 125             | 4   | (9) (8)      |
| 1.5 <sup>3</sup> | 1567.6(22)            | 301 <sup>1</sup>                                                                    |     | 1     | (9) (8)      | 176   | 8467.4(12)  | 1137                                                                                | 63              | 3   | 7 3          |
| 1.6 <sup>3</sup> | 1581.3(16)            | 177                                                                                 |     | 4     | (9) (19)     | 177   | 8522.4(20)  | 3387                                                                                | 113             | 3   | 7 8          |
| 1.7 <sup>3</sup> | 1587.0(13)            | 371 <sup>1</sup>                                                                    |     | 1<3   |              | 178   | 8549.0(27)  | 4877                                                                                | 229             | 3   | 5 15         |
| 1.9 <sup>3</sup> | 1608.6(20)            | 377                                                                                 |     | 91    |              | 179   | 8594.6(33)  | 1637                                                                                | 89              | 3   | 7 5          |
| 1.4 <sup>4</sup> | 1705.7(10)            | 211                                                                                 |     | 12    |              | 180   | 8619.6(37)  | 9437                                                                                | 405             | 3   | 5 29         |
| 1.1 <sup>4</sup> | 1731.7(12)            | 1121                                                                                |     | 12    |              | 181   | 8637.8(38)  | 12177                                                                               | 525             | 3   | 5 33         |
| 1.2 <sup>4</sup> | 1751.0(7)             | 8121                                                                                |     | 1<1<1 |              | 182   | 8673.5(28)  | 91                                                                                  | 621             |     | 91           |
| 1.3 <sup>4</sup> | 1770.3(14)            | 3222                                                                                |     | 1<1<4 |              | 183   | 8699.6(40)  | 1707                                                                                | 71              | 2   | 5 5          |
| 1.31             | 1817.1(11)            | 1885                                                                                |     | 3     | 5 56         | 184   | 8717.1(41)  |                                                                                     |                 |     |              |
| 1.38             | 1887.8(11)            | 107                                                                                 |     | 3     | 5 4          | 185   | 8737.1(42)  |                                                                                     |                 |     |              |
| 1.46             | 1919.1(24)            | 213                                                                                 |     | 3     | (5) (8)      | 186   | 8757.1(43)  |                                                                                     |                 |     |              |
| 1.57             | 1956.8(26)            | 447                                                                                 |     | 3     | 5 12         | 187   | 8777.1(44)  |                                                                                     |                 |     |              |
| 1.58             | 1974.1(30)            | 78                                                                                  |     | 3     | 7 3          | 188   | 8797.1(45)  |                                                                                     |                 |     |              |
| 1.59             | 1994.8(32)            | 40                                                                                  |     | 4     | (9) (3)      | 189   | 8817.1(46)  |                                                                                     |                 |     |              |

Tab IV.3: Anregungsenergien und spektroskopische Informationen zu  $^{41}\text{Ca}$  und Vergleich mit der Literatur.

Die Literaturergebnisse sind unvollständig. Es wurden nur solche Niveaus aufgeführt, die auch in unserem Experiment identifiziert werden konnten.

<sup>1</sup>  $g_1^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$   
<sup>2</sup> Verunreinigung durch Kohlenstoff oder andere Calciumisotope  
<sup>3</sup> 21 MeV Daten aus (Sel-82); <sup>4</sup> direkter Anteil in der CBA-Rechnung  
<sup>5</sup> (End-78); <sup>7</sup> (Bel-65); <sup>91</sup>: reine CBA; <sup>91</sup>: schlechte Statistik  
<sup>101</sup>: schlechte Auflösung; <sup>112</sup>: wahrscheinlich ein Doublet

b)  $^{32}\text{P}$

Aufgrund des  $1/2^+$ -Grundzustandes von  $^{32}\text{P}$  können verschiedene transferierte Gesamtdrehimpulse  $J$  zum Spin und Parität des Endzustandes beitragen. Bei natürlichen Paritätszuständen (wie z.B.  $1^-, 2^+, 3^-, \dots$ ) können bei demselben Bahndrehimpuls verschiedene  $J$ -Werte ( $J = 1, 2, 3/2, \dots$ ) mischen. Hier erlaubt nur die Analysierstärke eine Bestimmung der Mischungskoeffizienten. Bei den ungeraden Paritätszuständen (wie z.B.  $1^-, 2^-, 3^-, \dots$ ) können verschiedene Bahndrehimpulse zum Endzustand beitragen, und damit kann aufgrund der Wirkungsquerschnitts- und Analysierstärke der Mischungskoeffizienten bestimmt werden. Wegen der relativ großen statistischen Fehler der Analysierstärke und der nicht immer zufriedenstellenden Beschreibung der Daten durch die DWBA-Rechnungen wurde außer für  $1^-$ -Zustände, auf eine Berücksichtigung der Analysierstärke bei der  $\chi^2$ -Analyse zur Bestimmung der Mischungskoeffizienten verzichtet. Der  $p1/2$ - und  $p3/2$ -Neutronentransfer wird von der DWBA gut reproduziert (Fig. IV.21). Aus diesem Grund haben wir die Analysierstärkedaten, falls der Wirkungsquerschnitt eindeutige Hinweise auf einen  $l = 1$ -Transfer gibt, zur Bestimmung der Mischungskoeffizienten benutzt. Dies ist der einzige Fall, sowohl für  $^{32}\text{P}$  als auch für  $^{41}\text{Ca}$ , bei dem die Analysierstärke zur Bestimmung der Mischungskoeffizienten benutzt wurde.

Interessant ist der Vergleich mit Schalenmodellrechnungen. Da  $^{32}\text{P}$  16 Nukleonen außerhalb des  $^{16}\text{O}$ -Rumpfes hat, müssen aus Gründen des verfügbaren Speicherplatzes und der Rechenzeit Einschränkungen in Kauf genommen werden. Bei der vorliegenden Rechnung (Wil-87) wurde der Konfigurationsraum auf die  $s$ - $d$ -Schale begrenzt. Allerdings gab es keinerlei Restriktionen hinsichtlich der Kopplungsmöglichkeiten der 16 Valenznukleonen bzw. 8 Löcher relativ zu  $^{40}\text{Ca}$ . Die Rechnung gibt Anregungsenergien und

spektroskopische Faktoren für Transfer in  $1^+$ -,  $2^+$ - und  $3^+$ -Zustände. Da die experimentell bestimmten spektroskopischen Faktoren mit Unsicherheiten behaftet sind, gibt der Vergleich der prozentualen Anteile der verschiedenen Drehimpulse einen besseren Überblick über die Verlässlichkeit der Rechnungen. Am empfindlichsten auf Mischungen der Drehimpulse sind  $1^+$ -Zustände, da hier Bahndrehimpulse mit  $l = 0$  und  $l = 2$  zum Endzustand beitragen können. Die Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts sind besonders sensitiv, da der  $l = 0$ -Transfer einen steilen Anstieg im Vorwärtswinkelbereich hat, während der  $l = 2$ -Transfer bis  $20^\circ$  einen nahezu konstanten Wirkungsquerschnitt aufweist. Zum Gesamtdrehimpuls  $2^+$  können mit  $d5/2$  und  $d3/2$  transferierte Neutronen beitragen. Hier benutzten wir die Schalenmodellvorgabe zur Beschreibung der Daten. Zu den  $3^+$ -Zuständen können im Prinzip  $l = 2$  und  $l = 4$  Bahndrehimpulse beitragen. Allerdings liegt die  $g7/2$ -Stärke weit außerhalb des betrachteten Anregungsenergiebereichs. Versuchsweise wurde der sehr unwahrscheinliche  $g7/2$ -Transfer berücksichtigt, da die Beimischung des  $l = 4$ -Transfers den spektroskopischen Faktor für den  $l = 2$ -Transfer ändern kann und zum anderen, der inelastische Transfer über einen  $2^+$ -Zustand in  $^{32}\text{P}$  damit zum Teil simuliert werden kann.

Auch für Endzustände, die wegen des eingeschränkten Konfigurationsraumes nicht von den Schalenmodellrechnungen vorhergesagt werden ( $1^-$ ,  $2^-$  und  $4^-$ ) untersuchten wir die Mischung der möglichen Gesamtdrehimpulse.

Fig. IV.15 zeigt ein Beispiel für die Sensitivität der Daten auf die Mischung der beiden möglichen Bahndrehimpulse ( $l = 0$  und  $l = 2$ ) für einen  $1^+$ -Zustand (Daten und Rechnungen in Fig. IV.16). Das Minimum ist stark ausgeprägt und die Bestimmung des Anteils von  $l_<$  ( $l = 0$ ) mit 55 % gegenüber 45 %  $l_>$  ( $l = 2$ ) ist innerhalb von 5 % genau. Zusätzlich eingezeichnet ist die Schalenmodellvorhersage (SM), die in diesem Fall einen Anteil von

$l = 0$  mit 83 % und entsprechend 17 %  $l = 2$  gibt. Auf dieselbe Art und Weise wurden die Mischungskoeffizienten für die anderen Zustände mit verschiedenen möglichen Bahndrehimpulsen und für die  $1^-$ -Zustände bestimmt.

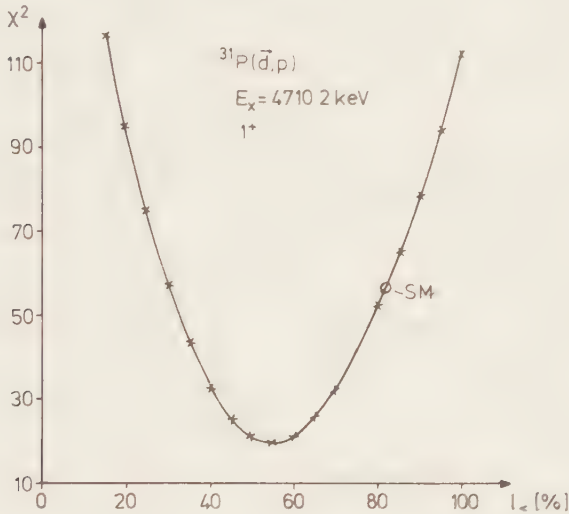


Fig. IV.15: Abhängigkeit der Güte der Beschreibung der experimentellen Daten des Wirkungsquerschnitts von der Wahl des Mischungskoeffizienten für einen  $1^+$ -Zustand bei 4.710 MeV. Aufgetragen ist der Anteil des kleineren transferierten Bahndrehimpulses ( $l = 0$ ), wobei gilt:  $l_{\chi}$  (%) +  $l_{\gamma}$  (%) = 100 %. Zusätzlich angedeutet ist die Schalenmodellvorhersage (SM) für diesen Zustand.

Bei den folgenden Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts (in diesem Fall in  $\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ ) und der Vektoranalytikerstärke sind neben den Anregungsenergien auch die spektroskopischen Faktoren  $G_{lj}$  angegeben, wobei

$$G_{lj} = \frac{2 j_{fi} + 1}{2 j_{in} + 1} * S_{lj} * 100$$

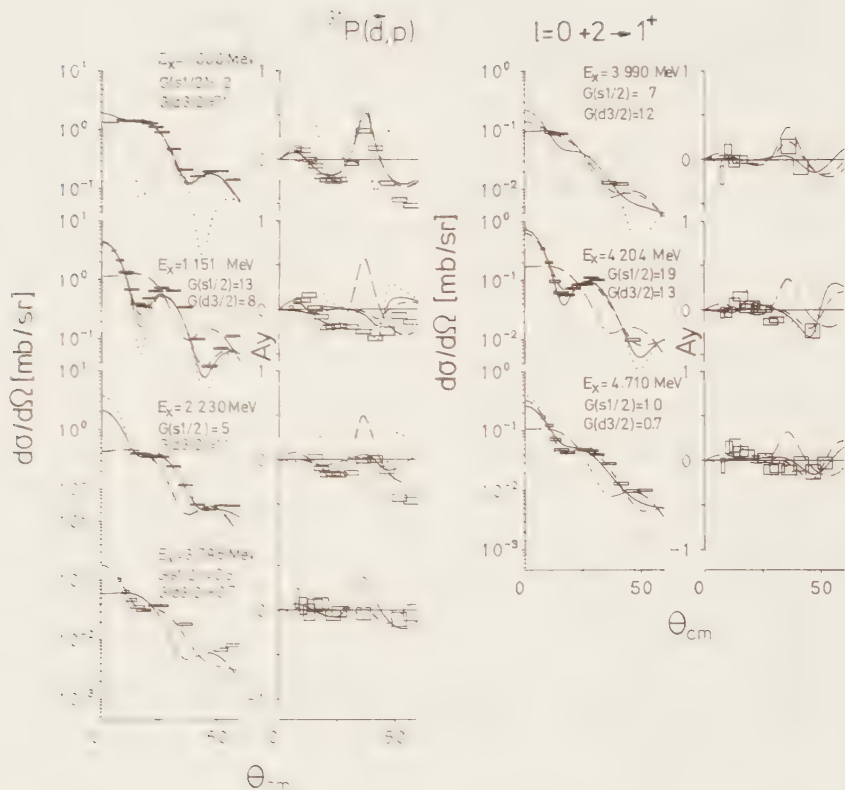


Fig. IV.16:  $1^+$ -Zustände, die sich aus beiden möglichen Bahndrehimpulsen zusammensetzen. Die durchgezogenen Linien entsprechen den Schalenmodellvorhersagen. Kurz gestrichelt sind die Kurven, bei denen das Mischungsverhältnis aus der  $\chi^2$ -Analyse erhalten wurde. Zusätzlich sind noch die beiden reinen Prozesse eingezeichnet ( $s1/2$  gepunktet und  $d3/2$  lang strichliert). Die spektroskopischen Faktoren beziehen sich auf die Kurve, die die Daten am besten reproduziert.

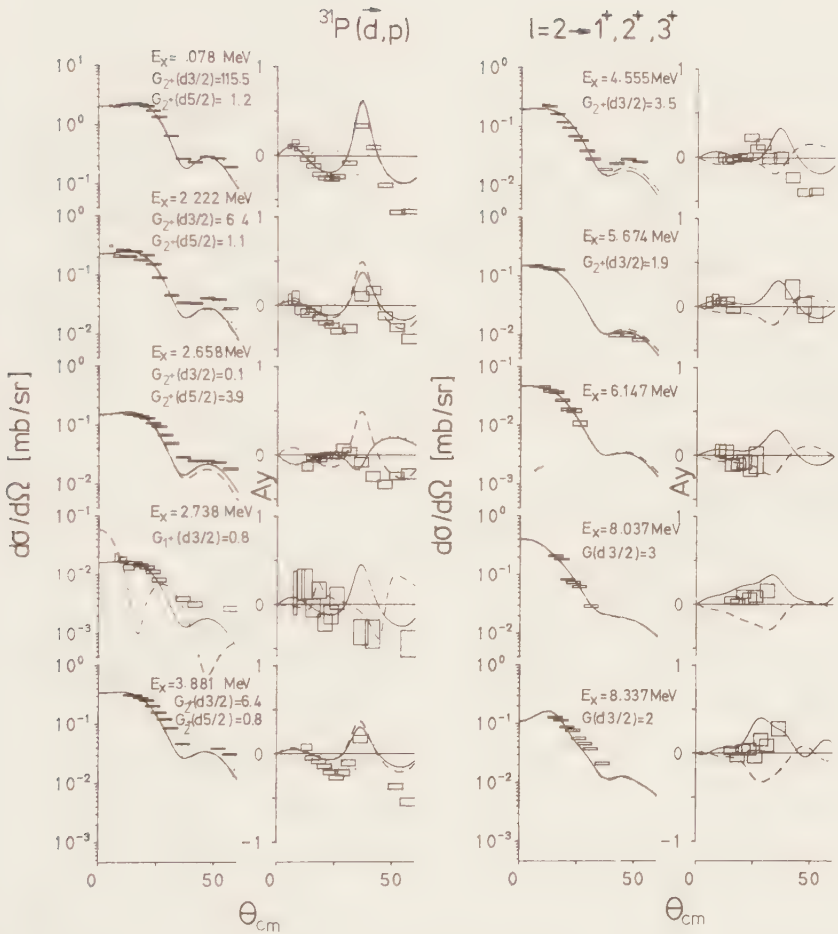


Fig. IV.17:  $l = 2$ -Transfer. Bei den  $2^+$ -Zuständen ( $E_x = 0.078$ ,  $2.222$ ,  $2.658$  und  $3.881 \text{ MeV}$ ) wurde der Mischungskoeffizient aus dem Schalenmodell benutzt (durchgezogene Kurve). Zusätzlich eingezeichnet sind die reinen Prozesse ( $d3/2$  strichliert und  $d5/2$  gepunktet). Bei den anderen Zuständen ist der  $d3/2$ -Transfer durchgezogen gezeichnet und der  $d5/2$ -Transfer strichliert. Der  $1^+$ -Zustand ( $E_x = 2.738 \text{ MeV}$ ), der mit  $d3/2$ -Transfer bevölkert wird, wird vom Schalenmodell vorhergesagt.

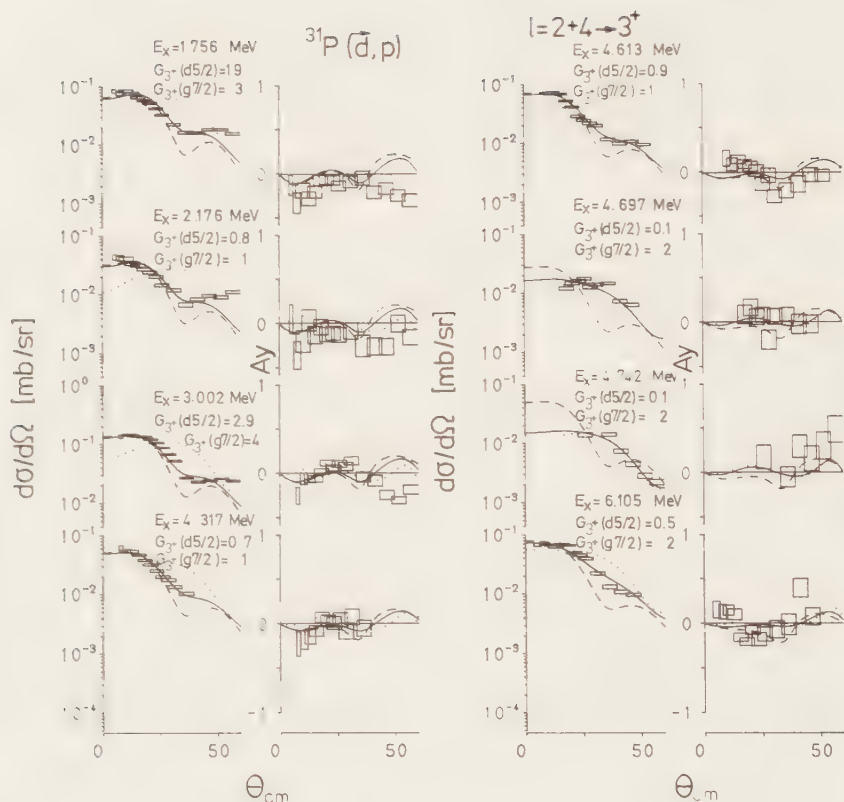


Fig. IV.18:  $3^+$ -Zustände. Die durchgezogenen Kurven sind mit den Mischungskoeffizienten aus der  $\chi^2$ -Analyse für die Mischung von  $l = 2$  und  $l = 4$  berechnet. Zusätzlich eingezeichnet sind noch der  $d5/2$ -Transfer (gestrichelt) und der  $g7/2$ -Transfer (gepunktet). Die spektroskopischen Faktoren für den  $g7/2$ -Transfer sind nur der Vollständigkeit halber angegeben, sollen aber nicht den direkten  $g7/2$ -Transfer charakterisieren.

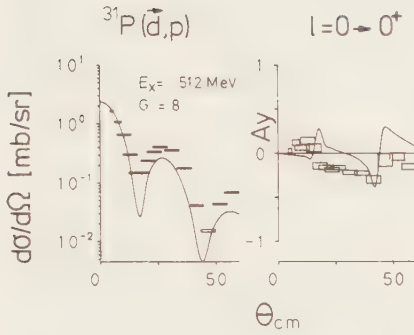


Fig.IV.19:  $l = 0$ -Transfer. Die  $0^+$ -Zuordnung stammt aus (End-78).

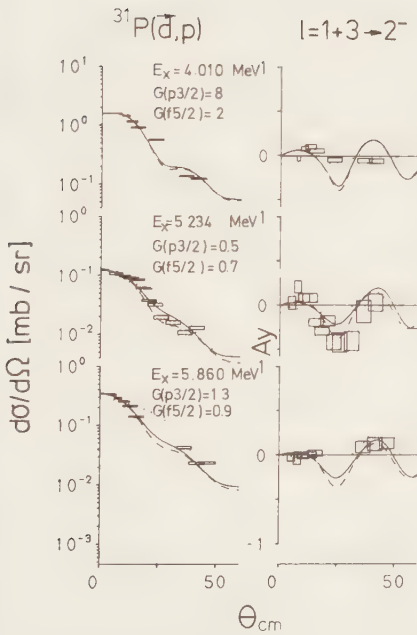


Fig.IV.20:  $2^-$ -Zustände, die sich aus beiden möglichen Drehimpulsen zusammensetzen. Die durchgezogene Kurve stellt die Rechnung mit den Mischungskoeffizienten aus der  $\chi^2$ -Analyse dar. Zusätzlich sind die reinen Prozesse ( $p3/2$  gestrichelt und  $f5/2$  gepunktet) eingezeichnet.

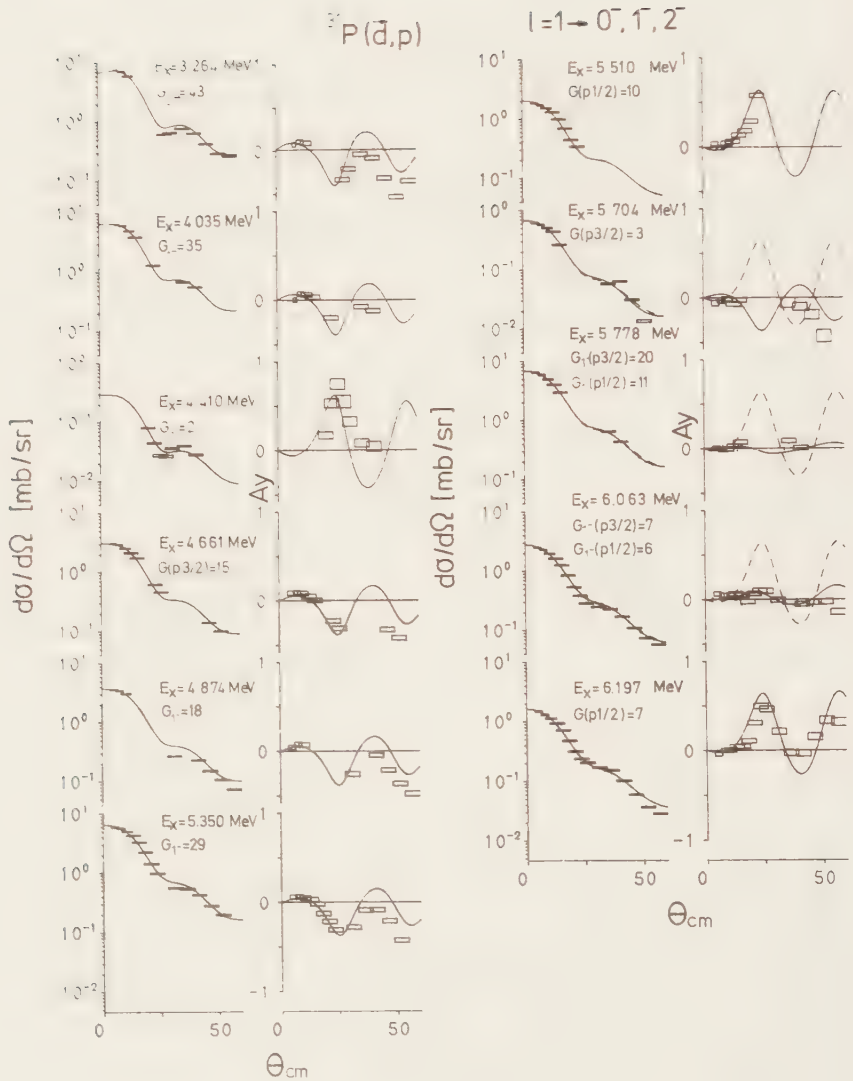


Fig. IV.21:  $l = 1$ -Transfer. Spin und Parität der Endzustände mit  $E_x = 3.264, 4.035, 4.410, 4.874$  und  $5.350 \text{ MeV}$  stammen aus (End-78). Bei den  $1^-$ -Zuständen, bei denen beide möglichen Gesamtdrehimpulse beitragen,

stellt die durchgezogene Kurve die Rechnung mit den Mischungskoeffizienten aus der  $\chi^2$ -Analyse dar. Zusätzlich sind die reinen Prozesse dargestellt ( $p1/2$  gestrichelt und  $p3/2$  gepunktet).

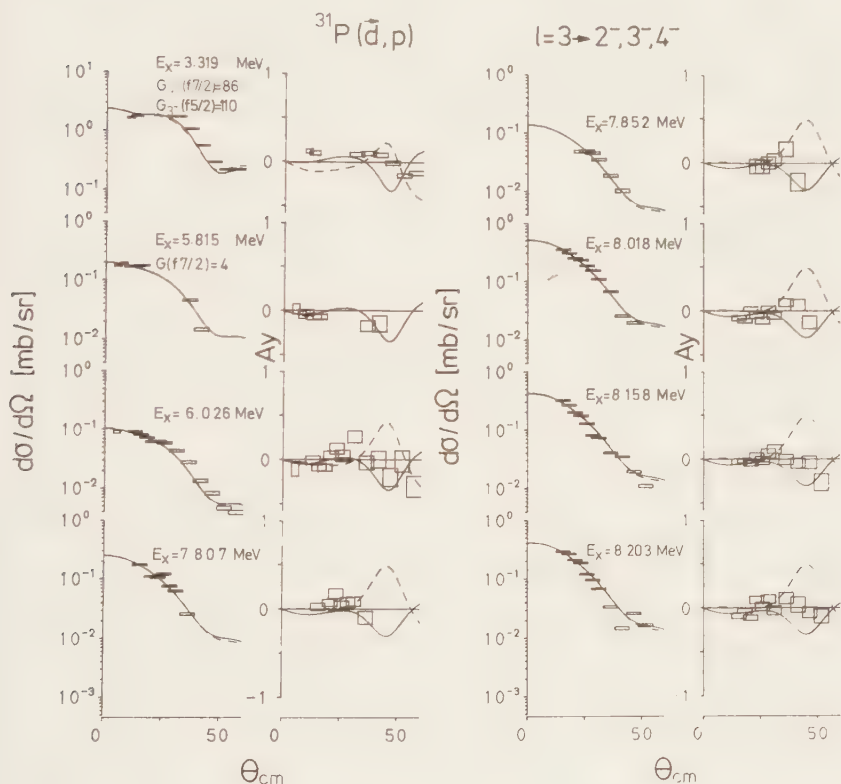


Fig. IV.22:  $l = 3$ -Transfer. Beim tiefstliegenden Zustand stammt Spin und Parität aus (End-78). Die angegebenen spektroskopischen Faktoren entsprechen jeweils dem reinen Prozeß. Die Analysierstärke erlaubt keine eindeutige Zuordnung. Bei den anderen Zuständen stellt jeweils die durchgezogene Kurve den  $f7/2$ -Transfer dar und, falls eingezeichnet, die gestrichelte den  $f5/2$ -Transfer.

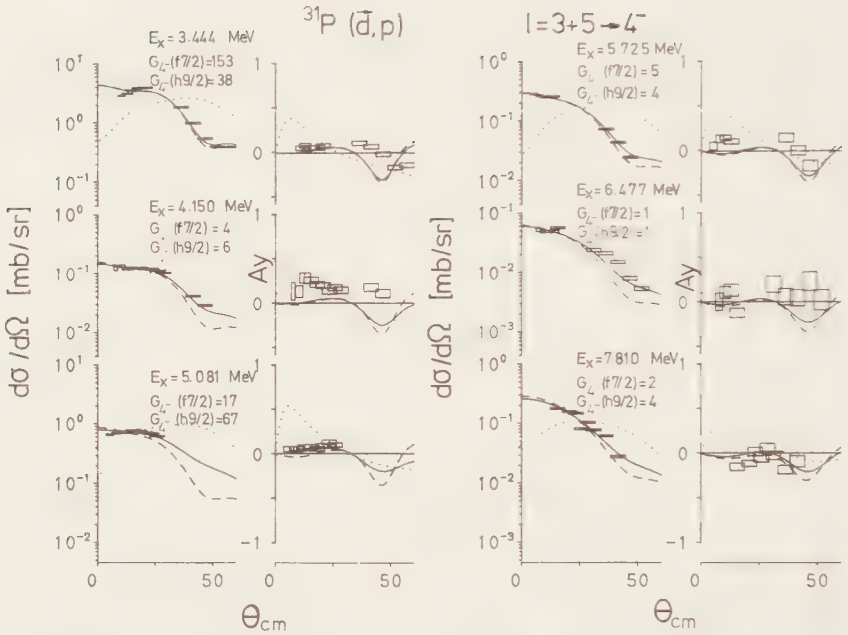


Fig. IV.23:  $4^-$ -Zustände. Die durchgezogene Kurve entspricht der Rechnung mit dem kleinsten  $\chi^2$  bezüglich der Mischung der beiden Drehimpulse. Zusätzlich sind die reinen Prozesse eingezeichnet ( $f7/2$  gestrichelt,  $h9/2$  gepunktet). Der spektroskopische Faktor für den  $h9/2$  Transfer ist nur der Vollständigkeit halber angegeben, soll aber nicht den direkten Prozeß charakterisieren.

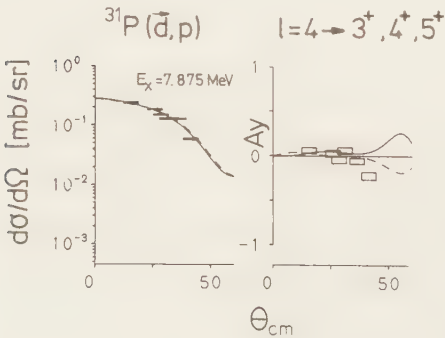


Fig. IV.24:  $l = 4$ -Transfer.

[illegible]

| No. | $E_x$ (keV) | $\frac{d\sigma}{d\Omega} 20^\circ/30^\circ \left( \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \right)$ | $1_{\text{cr}}$ | $2J_{\text{cr}}$    | $J_{f1}$ | $E_x$ (keV) <sup>61</sup> | $1_{\text{cr}}$ | $J_{f1}$ <sup>61</sup> |
|-----|-------------|------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|---------------------|----------|---------------------------|-----------------|------------------------|
| 14  | 6553.0 (26) | 25.5                                                                                     | 21              |                     |          |                           |                 |                        |
| 15  | 6581.9 (5)  | 41                                                                                       | 96/21           |                     |          | 6581.9 (1) <sup>71</sup>  |                 |                        |
| 16  | 6582.3 (33) | 84                                                                                       | 21              | (2, 3)              | (1, 1)   |                           |                 |                        |
| 11  | 6685.0 (20) | 10                                                                                       |                 |                     |          |                           |                 |                        |
| 11  | 6705.3 (12) | 15.1                                                                                     | 21              |                     |          |                           |                 |                        |
| 12  | 6707.8 (15) | 1.84                                                                                     |                 |                     |          |                           |                 |                        |
| 13  | 6733.8 (10) | 18                                                                                       |                 |                     |          | 6708 (3)                  | 3               | 2 <sup>7</sup>         |
| 14  | 6748.1 (11) | 0                                                                                        | 41              |                     |          |                           |                 |                        |
| 15  | 6858.0 (12) | 179                                                                                      |                 |                     |          |                           |                 |                        |
| 16  | 6996.9 (33) | 11                                                                                       | 17              |                     |          |                           |                 |                        |
| 17  | 7066.7 (28) | 52                                                                                       |                 |                     |          |                           |                 |                        |
| 18  | 7339.8 (20) | 10                                                                                       |                 |                     |          |                           |                 |                        |
| 19  | 7343.1 (18) | 122                                                                                      |                 |                     |          |                           |                 |                        |
| 20  | 7392.7 (23) | 247                                                                                      | 11              | 21                  |          |                           |                 |                        |
| 21  | 7655.4 (34) | 41                                                                                       | 11              |                     |          |                           |                 |                        |
| 22  | 7679.0 (14) | 62                                                                                       | 21              |                     |          |                           |                 |                        |
| 23  | 7767.2 (25) | 41                                                                                       | 71              |                     |          |                           |                 |                        |
| 24  | 7806.6 (26) | 1117                                                                                     | 63              | 1                   | (2, 4)   |                           |                 |                        |
| 25  | 7810.2 (34) | 156                                                                                      | 11              | 5, 3                | 9, 1     | 4                         |                 |                        |
| 26  | 7851.7 (20) | 36                                                                                       | 3               | (2, 4)              |          |                           |                 |                        |
| 27  | 7876.3 (36) | 111                                                                                      | 4               | (3, 5) <sup>7</sup> |          |                           |                 |                        |
| 28  | 7925.5 (20) | 87                                                                                       | 17              |                     |          |                           |                 |                        |
| 29  | 7939.6 (20) | 97                                                                                       | 17              |                     |          | 7935.7 (0) <sup>71</sup>  |                 |                        |

| No. | $E_x$ (keV) | $\frac{d\sigma}{d\Omega} 20^\circ/30^\circ \left( \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \right)$ | $1_{\text{cr}}$ | $2J_{\text{cr}}$ | $J_{f1}$            |
|-----|-------------|------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|------------------|---------------------|
| 90  | 7957.9 (28) | 58/ 65                                                                                   | 22              |                  |                     |
| 91  | 7963.1 (32) | 45/ 44                                                                                   |                 | 41               | 7963 (1)            |
| 92  | 7990.5 (28) | 41                                                                                       | 35              | 22               |                     |
| 93  | 8018.1 (27) | 249/ 109                                                                                 | 3               |                  | (2, 4) <sup>7</sup> |
| 94  | 8036.7 (33) | 83/ 29                                                                                   | 2               |                  | (1, 2) <sup>7</sup> |
| 95  | 8042.2 (33) | 91/ 32                                                                                   |                 |                  |                     |
| 96  | 8076.7 (36) | 131/ 22                                                                                  |                 |                  |                     |
| 97  | 8092.6 (18) | 21                                                                                       |                 |                  |                     |
| 98  | 8098.7 (21) | 131/ 95                                                                                  | 4               |                  |                     |
| 99  | 8158.1 (26) | 199/ 74                                                                                  | 3               |                  | (2, 4)              |
| 100 | 8165.7 (34) | 41                                                                                       | 33              |                  | 41                  |
| 101 | 8202.5 (33) | 206/ 66                                                                                  | 1               |                  | (2, 4) <sup>7</sup> |
| 102 | 8247.4 (28) | 301/ 15                                                                                  |                 |                  | 41                  |
| 103 | 8337.2 (29) | 81/ 37                                                                                   | 2               | 3                | (1, 2) <sup>7</sup> |
| 104 | 8353.1 (26) | 39                                                                                       | 41              |                  | 41                  |

11 50°; 21: 10°  
 1) Kohlenstoff- oder Siliziumverunreinigung  
 41: Schlechte Auflösung und/oder schlechte Statistik  
 61: (End-78); 71: (Ken-85)

Tab. IV.4: Anregungsenergien und spektroskopische Informationen zu  $^{32}\text{P}$  und Vergleich mit der Literatur.  
 Die Literaturliste ist nicht vollständig. Es wurden nur solche Niveaus aufgeführt, die auch in unserem Experiment identifiziert werden konnten.

| No | $E_x(\text{keV})$ | $J_{fi}$ | $J_{tr} < J_{tr} >$ | $G_{1j}(\times 100)$ | $E_x(\text{keV})$ | $J_{fi}$ | $J_{tr} < J_{tr} >$ | $G_{1j}(\times 100)^{1)}$ |
|----|-------------------|----------|---------------------|----------------------|-------------------|----------|---------------------|---------------------------|
| 1  | G.S.              | 1*       | 2.0                 | 71.0                 | 73                | 1*       | 3.2                 | 87.0                      |
| 2  | 78.1              | 2*       | 115.5               | 1.2                  | G.S.              | 2*       | 147.8               | 0.3                       |
| 4  | 1151.2            | 1*       | 13.0                | 8.0                  | 1048              | 1*       | 21.5                | 7.2                       |
| 6  | 1756.1            | 3*       | 1.9                 |                      | 1528              | 3*       | 4.6                 |                           |
| 7  | 2175.8            | 3*       | 0.8                 |                      | 2224              | 3*       | 2.5                 |                           |
| 8  | 2221.9            | 2*       | 6.4                 | 1.1                  | 2036              | 2*       | 7.0                 | 1.3                       |
| 9  | 2229.8            | 1*       | 5.0                 | 11.0                 | 1965              | 1*       | 3.6                 | 7.1                       |
| 10 | 2658.0            | 2*       | 0.1                 | 3.9                  | 2602              | 2*       | 0.3                 | 10.0                      |
| 11 | 2738.3            | 1*       | 0                   | 0.8                  | 2722              | 1*       | 0                   | 0.2                       |
| 12 | 3001.7            | 3*       | 2.9                 |                      | 2916              | 3*       | 4.9                 |                           |
| 17 | 3795.0            | 1*       | 0.5                 | 0.7                  | 3697              | 1*       | 0                   | 0.5                       |
| 18 | 3681.9            | 2*       | 6.4                 | 0.8                  | 3587              | 2*       | 9.8                 | 1.3                       |
| 19 | 3989.9            | 1*       | 0.7                 | 1.2                  | 3976              | 1*       | 1.4                 | 2.6                       |
| 23 | 4204.3            | 1*       | 1.9                 | 1.3                  | 4689              | 1*       | 3.6                 | 0.8                       |
| 27 | 4554.7            | 2*       | 3.5                 | 0                    | 4633              | 2*       | 1.0                 | 0                         |
| 28 | 4613.1            | 3*       | 0.9                 |                      | 3592              | 3*       | 2.1                 |                           |
| 30 | 4697.0            | 3*       | 0.1                 |                      | 3909              | 3*       | 2.1                 |                           |
| 31 | 4710.2            | 1*       | 1.0                 | 0.7                  | 5614              | 1*       | 0.6                 | 0.9                       |
| 32 | 4742.9            | 3*       | 0.1                 |                      | 4217              | 3*       | 2.8                 |                           |
| 46 | 5673.5            | 2*       | 1.9                 | 0                    | 5048              | 2*       | 0.3                 | 0                         |
| 56 | 6104.8            | 3*       | 0.5                 |                      | 4674              | 3*       | 3.2                 |                           |

<sup>1)</sup>: (W11-87)

Tab.IV.5: Vergleich der experimentellen spektroskopischen Faktoren mit den Schalenmodellvorhersagen. Die Anzahl der angegebenen Stellen bei den experimentellen spektroskopischen Faktoren dient allein zur Berechnung der Mischungsamplituden und gibt nicht die Genauigkeit der Methode wieder. Die Liste der theoretischen 2\*-Zustände ist nicht vollständig, da beim Zustand mit  $E_x = 1.328 \text{ MeV}$  im Experiment die Statistik nicht ausreichend war und ein Zustand bei  $E_x = 3.445 \text{ MeV}$  in der (d,p)-Reaktion nicht gesehen wird.

## V. Diskussion der Ergebnisse

### 1. Vergleich der spektroskopischen Ergebnisse mit der Literatur

#### a) $^{41}\text{Ca}$

Wir konnten insgesamt 183 Niveaus in  $^{41}\text{Ca}$  bis zu einer Anregungsenergie von 8.7 MeV identifizieren. Vom über den gesamten Anregungsenergiebereich integrierten Wirkungsquerschnitt bei  $20^\circ$  konnte über 95 % eindeutig der transferierte Bahndrehimpuls zugeordnet werden. Sehr viele Zuordnungen in Anregungsenergie und besonders in Spin und Parität sind neu. Der Fehler in der Anregungsenergie konnte zum Teil drastisch reduziert werden. Nur bei sehr wenigen Zuständen treten in Bezug auf den zugeordneten Endzustandsspin Diskrepanzen mit (End-78) auf. Die im folgenden benutzte Zustandsnumerierung bezieht sich auf Tab.IV.3.

Zustand Nr. 8 wird von (End-78) als  $7/2^+$  angegeben. Aufgrund der sehr ähnlichen Analysierstärke von Zustand 8 und Zustand 11 (Fig.IV.14), der sowohl von (End-78) als auch von uns als  $9/2^+$  identifiziert wird, ordnen wir Zustand 8 ebenfalls als  $9/2^+$  ein.

Zustand 15 wird von uns als über einen rein inelastischen Prozeß bevölkerter  $5/2^+$ -Zustand angegeben, während (End-78) einen  $3/2^+$ -Zustand aufgrund eines  $\gamma$ -Zerfallsexperiments angibt. Die Daten schließen einen direkten Prozeß aus (Fig.IV.9). Aufgrund des eingeschränkten Konfigurationsraumes bei der OCBA-Analyse kann es sein, daß eine andere Konfiguration, die zu einem  $3/2^+$ -Endzustand führt, die Daten ebenfalls beschreibt. Insbesondere ist der berechnete Wirkungsquerschnitt zu groß, so daß auch andere inelastische Transferprozesse genug Wirkungsquerschnitt geben könnten. Da aber die experimentellen Daten von Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke

zufriedenstellend beschrieben werden, erscheint uns diese Zuordnung als sinnvoll.

Die andere Zuordnung bei Zustand 40 kann daran liegen, daß wegen des großen Fehlers in der Anregungsenergie von (End-78) es sich um verschiedene Zustände handelt. Es ist allerdings verwunderlich, daß wir keinen der drei von (Bel-65) mit der (d,p)-Reaktion gefundenen  $l = 0$ -Transfers in diesem Anregungsenergiebereich sehen, obwohl bei uns Daten bis zu extremen Vorwärtswinkeln ( $\theta \geq 5^\circ$ ) existieren.

Zustand 57 wird von (End-78) aufgrund der Zuordnung von (Bel-65) als  $l = 1$ -Transfer eingestuft. Unsere Daten des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke (Fig.IV.10) schließen dies eindeutig aus und geben eine sichere  $l = 2$ -Zuordnung mit Hinweisen auf einen  $d_{3/2}$ -Transfer.

Die Diskrepanz bei Zustand 67 kann an der Anregungsenergie liegen, da wir bei einer um 9 keV höheren Anregungsenergie einen  $5/2^+$ -Zustand sehen.

#### b) $^{32}\text{P}$

Wir konnten insgesamt 104 Niveaus in  $^{32}\text{P}$  identifizieren bis zu einer Anregungsenergie von 8.4 MeV. Vom über den gesamten Anregungsenergiebereich integrierten Wirkungsquerschnitt bei  $20^\circ$  konnte 90 % eindeutig der transferierte Bahndrehimpuls zugeordnet werden. Sehr viele Zuordnungen in Anregungsenergie, Spin und Parität sind neu. Auch hier konnten die Fehler in den Anregungsenergien zum Teil beträchtlich reduziert werden. Verglichen mit (End-78) gibt es drei Zustände mit anderen Zuordnungen bezüglich Spin und Parität des Endzustandes.

Bei Zustand 17 geht die Zuordnung von  $3^+$  hauptsächlich auf Einschränkungen von (vEi-76) zurück, die sich aber auf einen  $l = 3$ -Transfer von (vGa-73) berufen. Der steile Anstieg des Wirkungsquerschnitts im Vorwärtswinkelbe-

reich (Fig. IV.16) schließt aber einen  $l = 3$  Transfer aus. Die Zuordnung von  $1^+$  widerspricht nicht den anderen Referenzen von (End-78) zu diesem Zustand.

Für die Beschreibung der Daten von Zustand 22 (Fig. IV.23) reicht ein reiner  $l = 3$ -Transfer nicht aus. Die  $l = 5$ -Beimischung, die aufgrund des Schalenmodells in diesem Anregungsenergiebereich nicht zu erwarten ist, kann eine inelastische  $2^+$ -Anregung simulieren. Ein  $f7/2$ -Transfer gekoppelt mit einer  $2^+$ -Anregung führt unter anderem auch zu einem Endzustand von  $3^-$ , was dann nicht mehr im Widerspruch zu (End-78) wäre. Unter diesem Aspekt sind auch die anderen Zustände mit  $l = 5$ -Beiträgen zu sehen.

Die  $2^+$ -Zuordnung von Zustand 27 basiert einzig auf der Schalenmodellvorhersage für einen  $2^+$ -Zustand in diesem Anregungsenergiebereich. Der beobachtete transferierte Drehimpuls von  $d3/2$  würde auch einen  $1^+$ -Endzustand gestatten, der dann nicht mehr im Widerspruch zur unnatürlichen Paritätszuordnung aufgrund eines  $^3\text{S}(\vec{d}, \alpha)$ -Experiments (Bax-77) wäre, wobei allerdings deren Festlegung auf unnatürliche Parität für den Endzustand große Fehlerbalken hat.

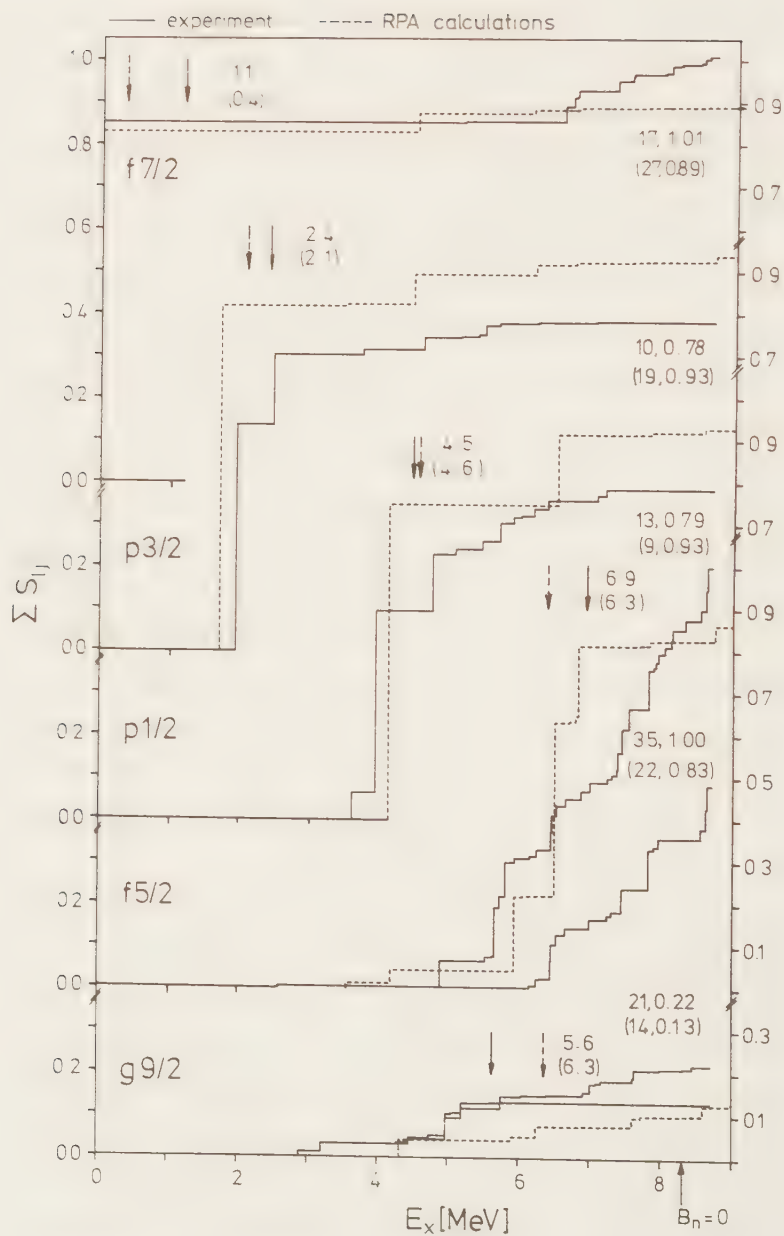
## 2. Vergleich der experimentellen Resultate für $^{41}\text{Ca}$ mit den RPA-Rechnungen

Fig. V.1 und 2 zeigen den Vergleich zwischen den experimentellen spektroskopischen Faktoren, die mit der "well depth"-Methode ermittelt wurden, und den aus den RPA-Rechnungen erhaltenen. Die spektroskopischen Faktoren sind in inkrementaler Darstellung als Funktion der Anregungsenergie aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen die experimentellen Ergebnisse dar. Falls es zwei Kurven gibt, sind in der unteren die sicheren  $j$ -Zuordnungen enthalten und in der oberen zusätzlich die Zustände, bei denen die  $l$ -Zuordnung eindeutig ist und die Analysierstärke einen Hinweis aufgrund

eines kleineren  $\chi^2$ 's beim Vergleich der Rechenkurven für  $j = 1 \pm 1/2$  mit den Daten auf den Gesamtdrehimpuls des Endzustandes gibt. Die experimentellen Daten wurden bis zu einer Anregungsenergie von 8.7 MeV aufgenommen. Die durchgezogenen Kurven enden deshalb bei diesem Wert. Die theoretischen Ergebnisse sind bis 9 MeV gestrichelt eingezeichnet. In Fig.V.1 ist direkt der spektroskopische Faktor (Maximalwert 1) eingezeichnet. Bei Fig.V.2 stellt jeweils die obere Linie den Grenzwert der Summenregel für eine völlig leere Schale dar. Da die physikalischen Aussagen in beiden Figuren dieselben sind, möchte ich mich in der folgenden Diskussion auf Fig.V.1 beschränken. Als zusätzliche Information sind dort noch die Lagen der Schwerpunkte der Verteilungen (Einteilchenenergien im betrachteten Anregungsenergiebereich  $0 \leq E_x \leq 8.7$  MeV) mit Pfeilen markiert (durchgezogen: Experiment; gestrichelt: Theorie) und deren Energie in MeV angegeben (Theorie in Klammern). Im rechten Teil der Figur stehen noch die Anzahl der beobachteten bzw. vorhergesagten (in Klammern) Zustände und die aufsummierte Stärke für den gemessenen Anregungsenergiebereich für alle beobachteten Quantenzahlen. Die Angaben beziehen sich, falls es zwei experimentelle Kurven gibt, jeweils auf die obere. Im ersten Teil von Fig.V.1 sind die Ergebnisse für die Teilchenzustände dargestellt und im zweiten für die erwarteten Lochzustände.

Zunächst fällt auf, daß im Experiment der Summenregelwert für die f- und p-Zustände weitgehend ausgeschöpft wird. Erstmals wurde ein überwiegender Teil der f5/2-Stärke beobachtet. Vergleichsweise schwache Beiträge beobachten wir von der g9/2-, d3/2-, s1/2- und d5/2-Schale. Die aufsummierte Stärke ist in bemerkenswerter Weise aufgespalten. Im Fall des f5/2-Orbitals beobachten wir sehr viele schwach angeregte Zustände (35).

Die theoretischen Verteilungen der Einteilchenstärken beschreiben im Mittel die experimentell beobachteten zufriedenstellend. Jedoch zeigt die



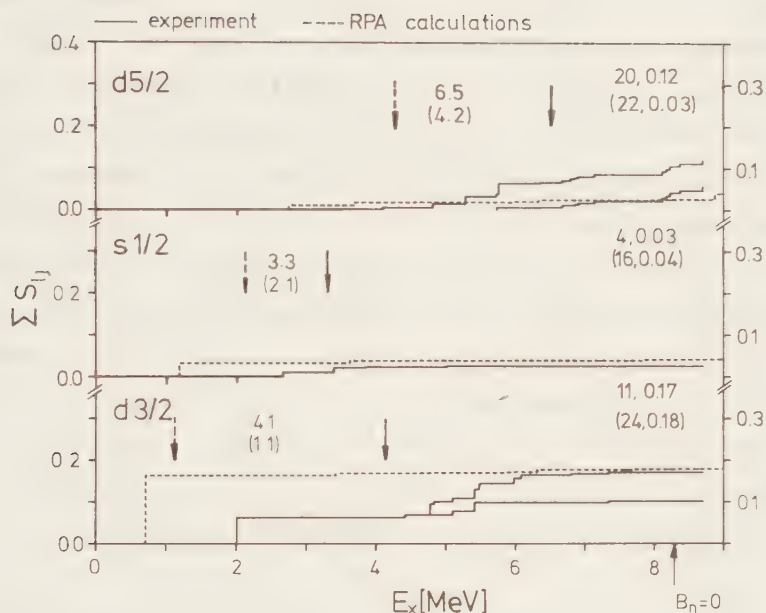


Fig.V.1: Experimentelle (durchgezogen) und theoretische (gestrichelt) spektroskopische Faktoren in inkrementaler Darstellung als Funktion der Anregungsenergie für alle beobachteten Quantenzahlen. In den Fällen, bei denen zwar der transferierte Bahndrehimpuls eindeutig zugeordnet werden konnte, jedoch der Gesamtdrehimpuls nicht sicher bestimmt wurde, gibt es zwei experimentelle Kurven, wobei die untere alle sicheren  $j$ -Zuordnungen enthält und die obere zusätzlich die unsicheren  $j$ -Beiträge. Für jede Quantenzahl ist die Anzahl der Zustände und die aufsummierte Stärke für den gemessenen Anregungsenergiebereich und die Lage des Schwerpunkts der Verteilung für Experiment und Theorie (in Klammern) angegeben. Zusätzlich markiert ist die Neutronenseparationsenergie von 8.3 MeV.

experimentelle Verteilung der Stärke eine ausgeprägte Fragmentation, die von der Rechnung nicht im Detail wiedergegeben wird. Besonders auffällig ist dies bei den  $f5/2$ -Zuständen. Möglicherweise liegt dies an der Beschränkung des Konfigurationsraumes auf drei Quasiteilchen. Eine realistischere Beschreibung mit fünf oder sieben Quasiteilchen würde zu einer weiteren Aufspaltung der Stärke führen (Sol-87), die ein Ausschmieren der theoretischen Verteilung darstellen würde. Insofern ist es angebracht, die theoretische Kurve mit einer gewissen Breite zu verschmieren und dann mit den Daten zu vergleichen. In manchen Fällen erhalten wir zwar eine größere Zahl von theoretischen Zuständen als wir beobachten, allerdings liegt die Stärke von vielen dieser Zustände weit unter der experimentellen Nachweisgrenze ( $S_{1j} \approx 10^{-3}$ ).

#### a) Teilchenzustände

Neben der bereits diskutierten Übereinstimmung der mikroskopischen und empirischen RMS-Radien für den  $f7/2$ -Grundzustand mit den Daten aus  $^{41}\text{Ca}(e,e')$  (Pla-88), stimmen auch die entsprechenden spektroskopischen Faktoren ( $S_{\text{mikr}} = 0.83$  und  $S_{\text{emp}} = 0.85$ ) sehr gut mit dem modellunabhängigen Ergebnis  $S = 0.83 \pm 0.05$  aus dem Elektronenstreuexperiment überein. Diese Übereinstimmung bestärkt uns in der Wahl der Analysemethode unter anderem in Hinblick auf die gewählten optischen Potentiale und bestätigt die Strukturrechnungen in einem wesentlichen Aspekt.

Wie aufgrund der RMS-Radien zu erwarten, liegen die experimentellen p-Stärken systematisch unterhalb den RPA-Werten, da die Radien der "well depth"-Methode deutlich größer sind als die der stärksten RPA-Zustände. Kleine Änderungen des Formfaktorpotentials in diesem Sinne würden vollständige Übereinstimmung ermöglichen. Würden wir die Geometrie des Neu-

tronenbindungspotentials der "well depth"-Methode so anpassen, daß der RMS Radius des stärksten  $p_{1/2}$ -Zustandes aus der RPA reproduziert wird, würden wir eine gesamte  $p_{1/2}$ -Stärke von 160 % erhalten. Dies liegt an den vielen schwachen beobachteten Zuständen, die wegen der dann unrealistisch kleinen Geometrie des Bindungspotentials ( $r = 1.04$  fm und  $a = 0.60$  fm) einen deutlich größeren spektroskopischen Faktor erhalten. Diese Zustände werden aber von der RPA nicht vorhergesagt. Es ergäbe sich insgesamt eine unphysikalische Situation. Dies zeigt, daß der Vergleich mit der mikroskopischen Rechnung nur einen Anhaltspunkt gibt, in welche Richtung die Korrekturen laufen sollten. Für die  $p_{3/2}$ -Stärke ist die Situation analog.

Bei den  $g_{9/2}$ -Zuständen ist die empirische Stärke wegen der durchweg kleineren RMS-Radien größer als die mikroskopische. Mit den Geometrieparametern  $r = 1.22$  fm und  $a = 0.70$  fm ergäbe sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den mikroskopischen RMS-Radien und mit der mikroskopischen Stärke. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die  $l$ -Abhängigkeit des Neutronenbindungspotentials.

#### b) Lochzustände

Bei den Lochzuständen ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie sehr befriedigend hinsichtlich des Grades der Abgeschlossenheit der  $1d_{3/2}$ - und  $2s_{1/2}$ -Schale.

Für den tiefstliegenden  $d_{3/2}$ -Lochzustand gibt das Experiment eine deutlich kleinere Lochstärke ( $S_{1j} = 0.06$ ) als die Theorie ( $S_{1j} = 0.17$ ) und die Analyse von (Pin-69). Diese Autoren erhalten einen Wert um 0.16. Wie bereits diskutiert, sollte der größere RMS-Radius der "well depth"-Methode zu einem kleineren spektroskopischen Faktor als bei der mikroskopischen Rechnung führen. Für die höherliegenden  $3/2^+$ -Zustände gibt die mikrosko-

pische Rechnung zum Teil erheblich größere Radien, jedoch keine 1:1-Korrespondenz mit dem Experiment. Deshalb wurde bei der vorliegenden Analyse angenommen, daß sich bei der aufsummierten Stärke die Abweichungen aufgrund der Streuung der mikroskopischen RMS-Radien wegmitteln. Dies ist konsistent mit der Analyse von (Ber-75) für  $15/2^+$ -Zustände in  $^{209}\text{Pb}$ .

Für die  $2s_{1/2}$ -Zustände ist aufgrund der kleinen mikroskopischen RMS-Radien eine größere Lochstärke als aus dem Experiment bestimmt, zu erwarten. Aufgrund der vorliegenden Situation mit wenigen auf einen engen Anregungsenergiebereich beschränkten, experimentell beobachteten Zuständen (4 Zustände zwischen 2.6 und 5 MeV) ist hier eine Anpassung der Geometrie des Neutronenbindungspotentials im Hinblick auf eine Reproduktion der mikroskopischen RMS-Radien der tiefstliegenden Zustände möglicherweise gerechtfertigt. Dies würde zu einer Lochstärke für die  $2s_{1/2}$ -Schale von 8 % führen im Vergleich zu 3 % mit der Standardgeometrie. In Anbetracht der Problematik bei den p-Zuständen ist diese Schlußfolgerung jedoch nicht zwingend. Der Summenwert von 8 % ist wohl eher als obere Grenze zu betrachten.

Die  $d_{5/2}$ -Zustände wurden nach Vorgabe der RPA-Rechnungen als  $1d_{5/2}$  gerechnet. Wegen der nahezu geschlossenen  $2s_{1/2}$ -Schale und der sehr kleinen RPA-Stärke scheinen die beobachteten Zustände hauptsächlich  $2d_{5/2}$ -Anteile zu besitzen. Die Lage des Schwerpunkts, die mit 6.5 MeV etwas höher liegt als der Schwerpunkt der beobachteten  $g_{9/2}$ -Stärke, deutet ebenfalls darauf hin, daß, wie vom Schalenmodell erwartet, ein Bruchteil der  $2d_{5/2}$ -Stärke gesehen wird. Die aufsummierte Stärke von 0.12 würde sich in diesem Fall auf etwa 0.05 %  $2d_{5/2}$ -Stärke reduzieren. Die tiefstliegenden  $d_{5/2}$ -Zustände sind alle sehr schwach bzw. werden über rein inelastischen Transfer bevölkert, so daß diese Schale nahezu völlig geschlossen zu sein scheint. Daß die RPA-Rechnungen  $2d_{5/2}$ -Stärke nur im 1 %-Bereich in diesem

Anregungsenergiebereich vorhersagt, könnte an dem zweiten Knoten in der Wellenfunktion liegen. Dieser Knoten tritt im Bereich der Kernoberfläche auf, so daß die Ankopplung an kollektive Zustände, die die Stärke von der ungestörten Einteilchenenergie in der Anregungsenergie herunterbringen würde, klein ist. Ein erster stärkerer Zustand mit  $2d5/2$ -Stärke taucht in Fig.V.1 oberhalb von 8.7 MeV auf.

Mit der Einschränkung der oben diskutierten Unsicherheiten erhalten wir aus unserer experimentellen Analyse eine empirische Lochstärke der  $1d3/2$ -,  $2s1/2$ - und  $1d5/2$ -Schale von maximal 22, 8 und 5 %. Diese aufsummierten Stärken stimmen überraschend gut mit den mikroskopischen Werten von 18, 4 und 3 % überein.

Dieses experimentell und theoretisch übereinstimmende Ergebnis entspricht nicht den Kernmaterierechnungen von (Pan-84) (vergleiche auch (Jam-85)) die eine generelle Entvölkerung der geschlossenen Schalen im 15 %-Bereich vorhersagen.

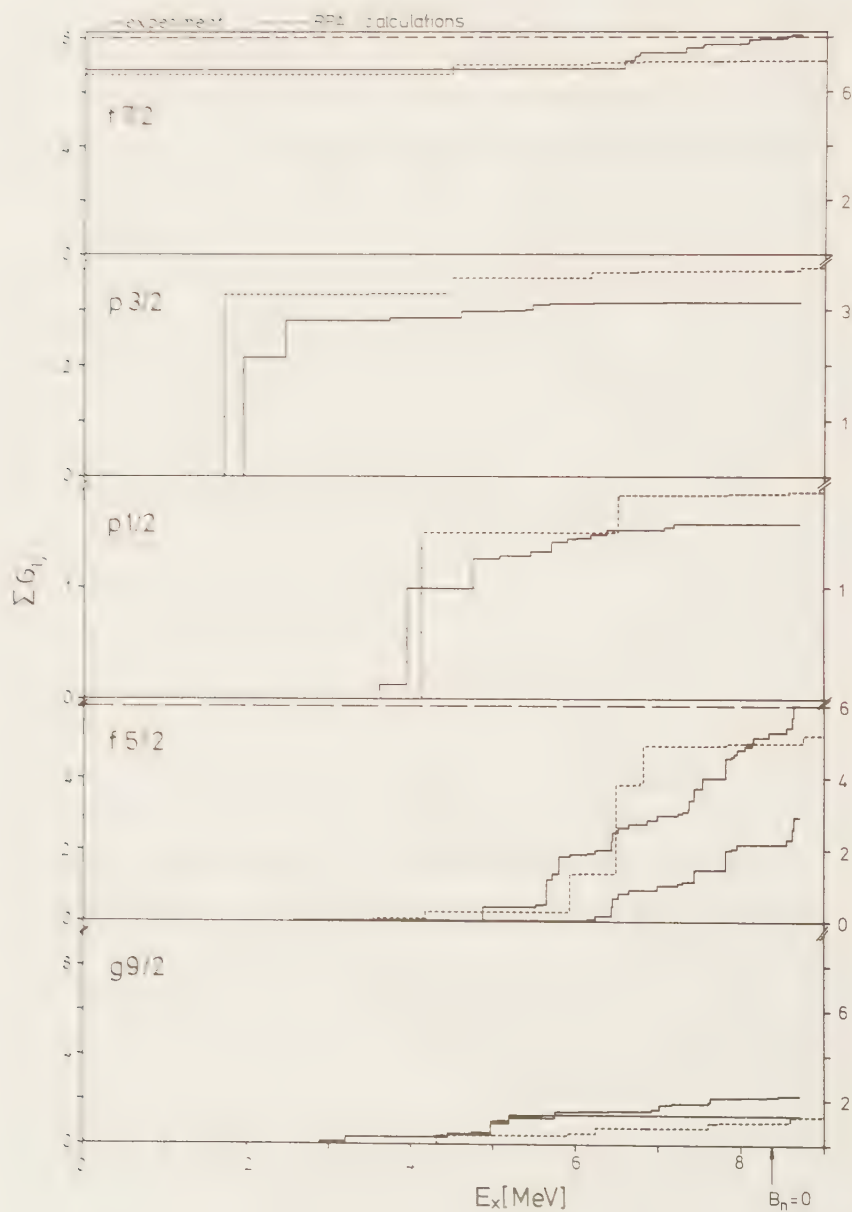
In Tab.V.1 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Allerdings sind in diesem Fall nur Zustände bis 8 MeV Anregungsenergie aufgeführt, da bis zu dieser Anregungsenergie die korrekte Berechnung des Formfaktors mit der "well depth"-Methode über den Vergleich der RMS-Radien als sicher gelten kann. Bei den RPA-Zuständen wurden nur solche berücksichtigt, die spektroskopische Faktoren  $S_{1j} \geq 1 \cdot 10^{-3}$  besitzen. Zusätzlich aufgeführt sind noch die Einteilchenenergien aus der "well depth"-Methode und aus den RPA-Rechnungen. Die DWBA-Einteilchenwellenfunktionen wurden in einem Potentialtopf der Tiefe

$$V = -54.0 \text{ MeV}$$

und der Geometrie

$$r = 1.20 \text{ fm und } a = 0.65 \text{ fm}$$

berechnet.



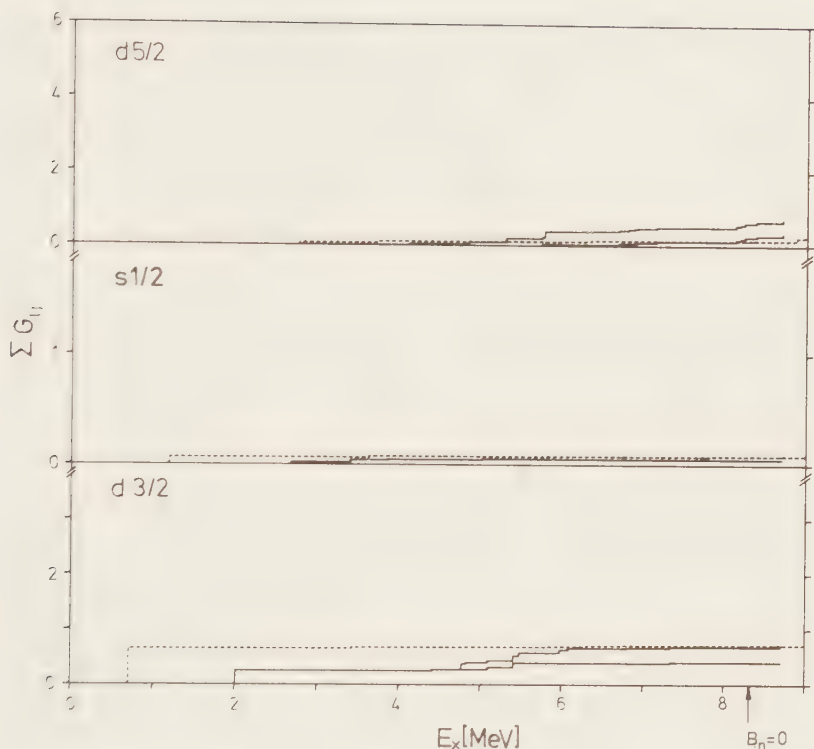


Fig.V.2: Experimentelle (durchgezogen) und theoretische (gestrichelt) spektroskopische Faktoren in inkrementaler Darstellung als Funktion der Anregungsenergie für alle beobachteten Quantenzahlen. Die obere Linie bei jeder Quantenzahl entspricht dem Grenzwert der Summenregel für eine völlig leere Schale. In den Fällen, bei denen zwar der transferierte Bahndrehimpuls eindeutig zugeordnet werden konnte, jedoch der Gesamtdrehimpuls nicht sicher bestimmt wurde, gibt es zwei experimentelle Kurven, wobei die untere alle sicheren  $j$ -Zuordnungen enthält und die obere zusätzlich die unsicheren  $j$ -Beiträge. Zusätzlich markiert ist die Neutronenseparationsenergie von 8.3 MeV.

| $j^\pi$ | $\bar{E}(\text{MeV})$ |      | $\Sigma G_{1j}$ |      | N   |      | $E_{sp}$ |       |
|---------|-----------------------|------|-----------------|------|-----|------|----------|-------|
|         | exp                   | theo | exp             | theo | exp | theo | w.d.     | RPA   |
| d5/2    | 5.7                   | 4.1  | 0.51            | 0.15 | 15  | 5    | -11.7    | -11.0 |
| s1/2    | 3.3                   | 1.9  | 0.05            | 0.08 | 4   | 3    | -7.8     | -9.0  |
| d3/2    | 4.1                   | 1.0  | 0.68            | 0.70 | 11  | 4    | -6.6     | -6.3  |
| f7/2    | 0.8                   | 0.3  | 7.76            | 7.09 | 11  | 5    | 0        | 0     |
| p3/2    | 2.4                   | 2.1  | 3.13            | 3.69 | 10  | 6    | 3.2      | 1.9   |
| p1/2    | 4.5                   | 4.6  | 1.57            | 1.84 | 13  | 3    | 5.3      | 4.6   |
| f5/2    | 6.6                   | 6.3  | 4.78            | 4.95 | 28  | 10   | 7.5      | 6.7   |
| g9/2    | 5.5                   | 5.8  | 2.12            | 1.00 | 19  | 5    | -        | 9.8   |

Tab.V.I: Vergleich der Ergebnisse bis 8 MeV Anregungsenergie aus "well depth"-Methode und RPA. Es wurden nur solche RPA-Zustände berücksichtigt, die auch im Experiment beobachtbar wären ( $S_{lj} \geq 10^{-3}$ ). Die erste Spalte gibt die Schwerpunkte der Verteilungen im betrachteten Energieintervall, die zweite die aufsummierte Stärke und die dritte die Anzahl der Zustände. In der letzten Spalte sind noch die Einteilchen- bzw. Quasiteilchenenergien bezüglich der Energie des 1f7/2-Zustandes aufgeführt.

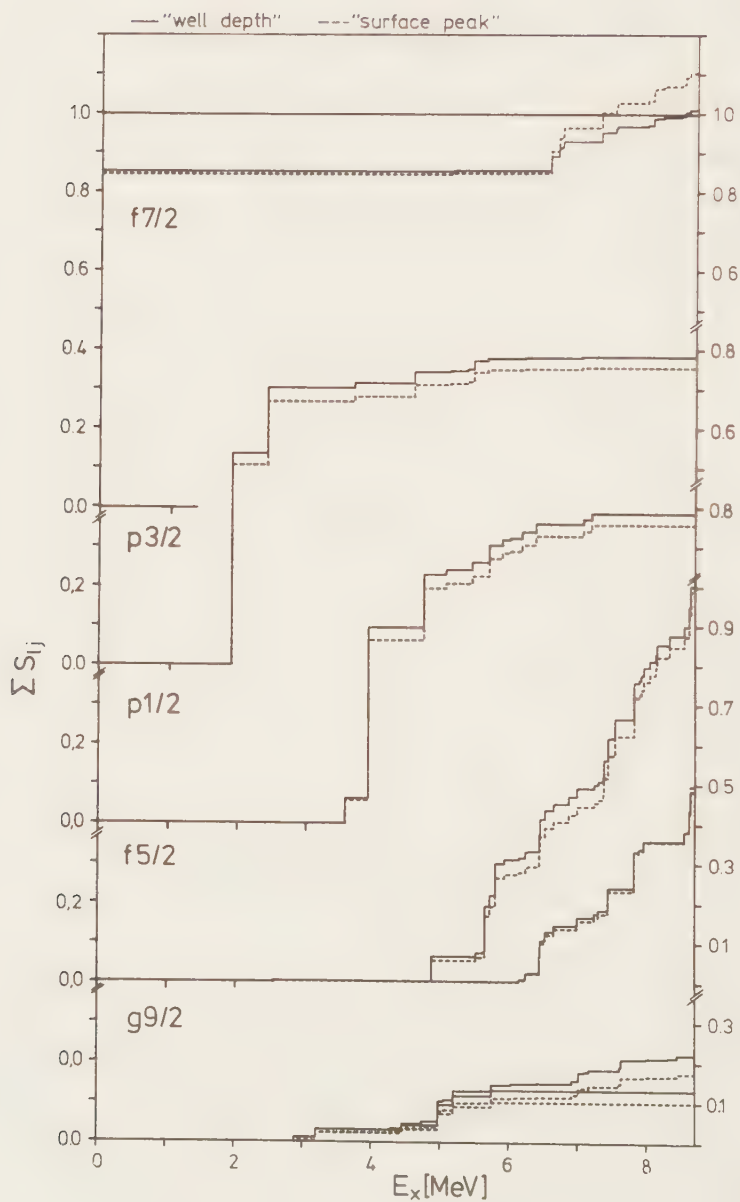
### 3. Vergleich der spektroskopischen Faktoren aus der "well depth"-Methode mit denen aus der "surface peak"-Methode für $^{41}\text{Ca}$

Fig.V.3 zeigt den Vergleich zwischen den spektroskopischen Faktoren, die mit der "well depth"-Methode (durchgezogen) und der "surface peak"-Methode (gestrichelt) erhalten wurden. Bezüglich der Darstellung und der Bedeutung der oberen und unteren Kurve gilt das in V.2. Gesagte. Die spektroskopischen Faktoren für die "surface peak"-Methode wurden mit Hilfe von Fig.III.11 bestimmt. An jeden Zustand mit spektroskopischem Faktor

aus der "well depth"-Methode wurde das Verhältnis aus

$$\frac{G_{1j}(\text{" surface peak"})}{G_{1j}(\text{"well depth"})}$$

multipliziert. Zwischen den Stützstellen bei 0, 1, ..., 8 MeV wurde linear interpoliert. Bei den Zuständen, die außerhalb der letzten Stützstelle liegen, wurde mit der Steigung der Verbindung der letzten beiden Stützstellen extrapoliert. Der Genauigkeitsanspruch dieser Methode ist nicht sehr groß, da, falls die gerechneten Winkelverteilungen der beiden Methoden verschieden aussehen, ein  $\chi^2$ -Fit der Rechnungen an die Daten möglicherweise einen etwas unterschiedlichen spektroskopischen Faktor ergibt als die Hochrechnung mit Quotienten aus Wirkungsquerschnitten und die Extrapolation der Steigung. Insbesondere ist dies der Fall für die  $d5/2$ -Zustände, bei denen über einen Anregungsenergiebereich von 6 MeV extrapoliert wird. Da sich aber bei der Diskussion in V.2. ergeben hat, daß es sich möglicherweise um  $2d5/2$ -Stärke handelt und die Teilchenzustände zufriedenstellend übereinstimmen, will ich die  $d5/2$ -Zustände nicht mehr als Lochzustände diskutieren, vor allem auch im Hinblick auf das absurde Ergebnis in Fig.V.3. Im ersten Teil von Fig.V.3 sind die Teilchenzustände dargestellt. Die Übereinstimmung ist, wie aus der Diskussion der RMS-Radien zu erwarten, zufriedenstellend. Im Rahmen der sonstigen Unsicherheiten liefern beide Methoden praktisch übereinstimmende Ergebnisse. Diese Übereinstimmung würde auch für den Fall gelten, wenn wir die hier angenommenen  $1d5/2$ -Lochzustände als  $2d5/2$ -Teilchenzustände rechnen würden. Bei der verbleibenden Lochstärke gibt es große Diskrepanzen hinsichtlich der aufsummierten Stärke. Die Stärke des tiefstliegenden  $d3/2$ -Lochzustandes stimmt gut mit dem von (Pin-69) angegebenen und mit dem RPA-Wert überein. Durch die abnehmenden RMS-Radien nimmt mit zunehmender Anregungsenergie der spektroskopische Faktor immer mehr zu und die aufsummierte Stärke erreicht den unphysikalischen Wert einer nahezu leeren Schale. Selbst



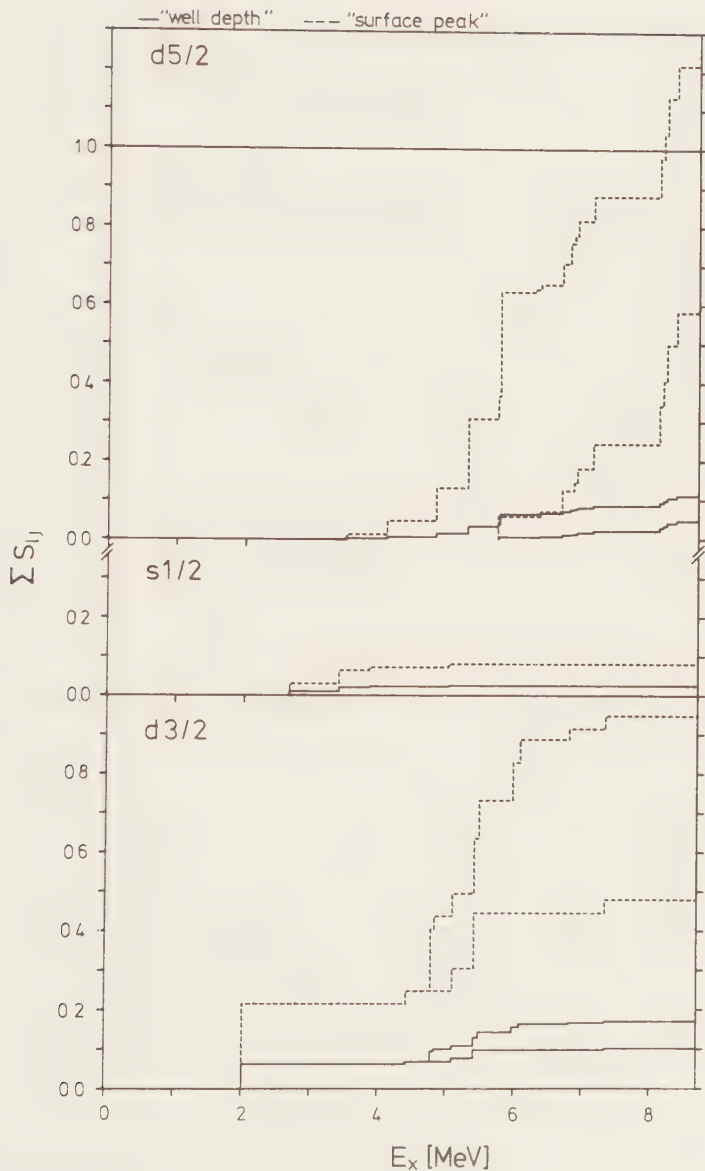


Fig.V.3: Vergleich der spektroskopischen Faktoren aus "well depth"-Methode (durchgezogen) und "surface peak"-Methode (gestrichelt).

unter Berücksichtigung der Fehlerquellen ist die Lochstärke jenseits der Erwartungen für einen magischen Kern. Auch die Lochstärke für die  $2s1/2$ -Schale erscheint mit ungefähr 10 % zu groß.

#### 4. Vergleich der spektroskopischen Ergebnisse für Phosphor mit den Schalenmodellrechnungen

Fig.V.4 zeigt den Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen in Anregungsenergie und spektroskopischen Faktoren für  $1^+$ -,  $2^+$ - und  $3^+$ -Zustände in  $^{32}\text{P}$  mit den Schalenmodellrechnungen. Im Gegensatz zur RPA-Rechnung für  $^{41}\text{Ca}$  gibt es hier nur berechnete Zustände zu drei Quantenzahlen. Allerdings gibt es innerhalb dieses eingeschränkten Konfigurationsraumes eine nahezu 1:1-Korrespondenz zwischen Experiment und Theorie sowohl in Bezug auf die Anregungsenergie als auch auf die absolute Größe der spektroskopischen Faktoren und die Mischungsverhältnisse der beiden möglichen transferierten Drehimpulse. Dies illustriert sehr anschaulich, daß die in der Drei-Quasiteilchen-RPA-Rechnung in  $^{41}\text{Ca}$  vernachlässigten Zustände höherer Seniorität, die bei Phosphor mitgenommen wurden, wichtig sind. Am deutlichsten ist dies der Fall bei den  $1^+$ -Zuständen. Hier ist die Analyse der experimentellen Daten unabhängig von der Schalenmodellrechnung durchgeführt worden. Man erhält eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Bei den  $2^+$ -Zuständen ist die Übereinstimmung nicht mehr ganz so gut, dennoch ist die 1:1-Korrespondenz zwischen experimentellen und theoretischen Zuständen gewährleistet. Bei den  $3^+$ -Zuständen gibt es nur bis zu einer Anregungsenergie von 3 MeV eine Übereinstimmung. Zwischen 3 und 4.2 MeV fehlen experimentelle Zustände. Dies kann an der hohen Niveaudichte liegen, so daß trotz der sehr guten Auflösung nicht alle Zustände isoliert werden konnten (vgl. Fig.IV.5).



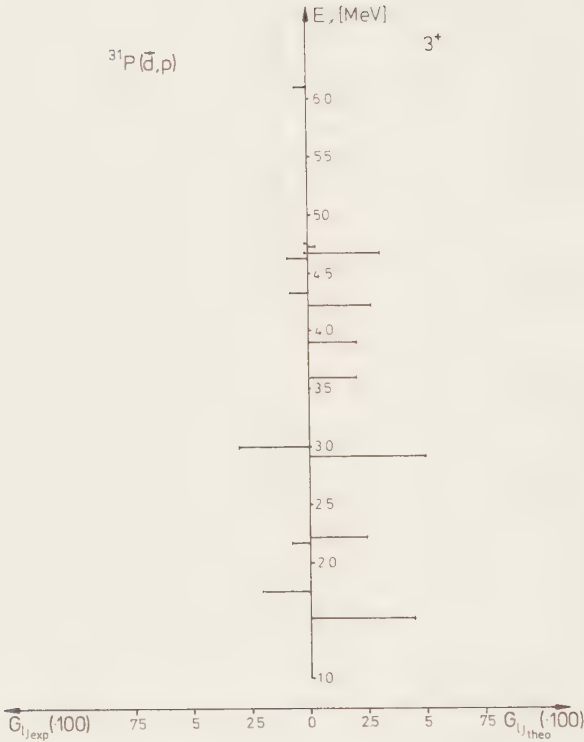


Fig.V.4: Vergleich der Ergebnisse aus Experiment und Schalenmodellrechnungen für  $^{32}\text{P}$  für  $1^+$ -,  $2^+$ - und  $3^+$ -Zustände. Nach oben ist die Anregungsenergie in MeV aufgetragen, wobei bei den  $3^+$ -Zuständen der Nullpunkt unterdrückt ist. Nach rechts ist jeweils der theoretische spektroskopische Faktor und nach links der experimentelle aufgetragen. Bei Mischungen der möglichen Bahndrehimpulse stellen die dünnen Striche den kleineren transferierten Drehimpuls und die dicken den größeren dar. Bei den  $2^+$ -Zuständen wurden die Mischungskoeffizienten aus der Schalenmodellrechnung als Eingabe in die DWBA-Rechnung benutzt.

### Schlußbetrachtung

In dieser Arbeit wurde die Spektroskopie von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{32}\text{P}$  über die  $(\vec{d},p)$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen der Energie 20 MeV und mit höchster Auflösung untersucht. Durch die Verwendung von polarisierten Teilchen und durch die sehr gute Auflösung war es möglich, Spektroskopie bis zur Neutronenemissionsschwelle zu betreiben und in sehr vielen Fällen durch Vergleich der Daten von Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke mit DWBA-Rechnungen eindeutige Zuordnungen von Spin und Parität der Endzustände zu bekommen.

Eine Energieeichung über mehrere Streuwinkel erlaubte es, Targetverunreinigungen eindeutig zu identifizieren und genaue Angaben über die Anregungsenergie sehr vieler Niveaus in beiden Kernen zu machen.

Das sehr umfangreiche Datenmaterial vervollständigt die spektroskopischen Ergebnisse zu beiden Kernen und ermöglichte den Vergleich mit theoretischen Modellen über sehr viele Quantenzahlen und über einen sehr großen Anregungsenergiebereich.

Sowohl die Schalenmodellrechnungen für  $^{32}\text{P}$  als auch die RPA-Rechnungen für  $^{41}\text{Ca}$  beschreiben die experimentellen Ergebnisse zum Teil erstaunlich gut und reproduzieren durchweg den Trend der Daten.

Durch den Vergleich der RMS-Radien von mikroskopischen Zuständen mit globalen Methoden zur Berechnung des DWBA-Wirkungsquerschnitts läßt sich die Verlässlichkeit von "well depth"- und "surface peak"-Methode diskutieren. Es zeigt sich, daß nur die "well depth"-Methode für alle Quantenzahlen die aufsummierte Stärke weitgehend richtig wiedergibt. Die "surface peak"-Methode, die in dieser Arbeit zum ersten Mal umfassend getestet wurde, gibt falsche Lochstärken für  $^{40}\text{Ca}$ .

Sowohl die RPA-Rechnungen als auch das Experiment geben für  $^{40}\text{Ca}$  eine Lochstärke von 20 % für die  $1d_{3/2}$ -Schale und weitestgehenden Schalenabschluß für die  $2s_{1/2}$ - und  $1d_{5/2}$ -Schale.

Erstmals wurde in  $^{41}\text{Ca}$  ein, vom Schalenmodell erwarteter, überwiegender Teil der  $f_{5/2}$ -Stärke beobachtet und ein bemerkenswerter Teil der  $g_{9/2}$ -Stärke.

Die Untersuchung des Einflusses von inelastischen Prozessen im Fall von  $^{41}\text{Ca}$  zeigt im Rahmen eines stark eingeschränkten Konfigurationsraumes, daß für eine befriedigende Beschreibung der Daten für tiefliegende Lochzustände diese Prozesse berücksichtigt werden müssen. Der Einfluß auf den spektroskopischen Faktor für den direkten Prozeß ist aber vergleichsweise gering.

Im Falle von  $^{32}\text{P}$  konnte die Bedeutung der Mischung der möglichen transferierten Drehimpulse gezeigt werden. Durch die zur Beschreibung der Daten notwendige Beimischung von hohen Bahndrehimpulsen zeigt sich auch hier der Einfluß der inelastischen Prozesse. Auf eine detaillierte Untersuchung wurde aber verzichtet.

- Aus-77 N. Austern, Nucl. Phys. A292 (1977) 190
- Bax-77 A.M. Baxter et al., Nucl. Phys. A291 (1977) 282
- Bel-65 T.A. Belote, A. Sperduto und W.W. Buechner, Phys. Rev 139 (1965) B80
- Ber-75 K.G. Bernhardt et.al., Nucl. Phys. A249 (1975) 329
- Ber-83 G.F. Bertsch, P.F. Bortignon und R.A. Broglia, Rev. Mod. Phys. 55 (1983) 298
- Boy-76 R.N. Boyd et al., Phys. Rev. C14 (1976) 946
- Bre-88 C. Brendel et al., Nucl.Phys. A477 (1988) 162
- Bro-68 G. Brown, A. Denning und J.G.B. Haigh, Nucl.Phys. A120 (1968) 401
- Car-73 P.E. Carr et al., J. Phys. A6 (1973) 705
- Cle-88 H. Clement Universität Tübingen, persönliche Mitteilung (1988)
- Com-78 J.R. Comfort, "Bound and unbound form factors in DWUCK4" (1978) unveröffentlicht
- Com-80 J.R. Comfort, Programm CHUCK3 erweiterte Version (1980) des Programms CHUCK2 (Kun-77) unveröffentlicht
- Cra-70 F.P. Cranston et al., Nucl. Phys. A153 (1970) 413
- Dae-80 W.W. Daehnick, J.D. Childs und Z. Vreelj, Phys. Rev C21 (1980) 2253
- Eck-82a F.J. Eckle, Diplomarbeit Universität München 1982
- Eck-82b G. Eckle Diplomarbeit, Universität München 1982
- Eck-85 F.J. Eckle, G. Eckle, G. Graw, Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München (1985) 146
- Eck-87 G. Eckle, Programme "WIVER" (erweiterte Version von (Mer-86)), "PLOT4", "PLOT3", persönliche Mitteilung (1987)
- End-78 P.M. Endt und C. van der Leun, Nucl.Phys. A310 (1978) 566
- Fab-80 E. Fabrici et al., Phys. Rev. C21 (1980) 830
- Fri-80 R.P. Frick, Doktorarbeit Universität München (1980)
- Ger-67 W.J. Gerace und A.M. Green, Nucl. Phys. A93 (1967) 110
- Gle-83 N.K. Glendenning, "Direct Nuclear Reactions" Academic Press New York (1983)
- Gra-87 P. Grabmayer et.al., Phys. Lett. 164B (1987) 15
- Gru-67 H. Gruppelaar und P. Spilling, Nucl. Phys. A102 (1967) 226
- Her-87 R. Hertenberger et. al., Nucl. Instr. and Methods A258 (1987) 201
- Hol-62 T. Holtebekk, Nucl. Phys. 37 (1962) 353

- Hol-85 Hollemann, Wiberg, "Lehrbuch der anorganischen Chemie" 91.-100. Auflage (1985) 619 de Gruyter Berlin New York
- Jah-66 Jahnke-Emde-Lösch, "Tafeln höherer Funktionen" 7. Auflage B.G. Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart (1966)
- Jam-85 A. Jaminon, C. Mahaux und H. Ngo, Phys. Lett. 158B (1985) 103
- Kad-86 H. Kader, Programme "Q3DSUP", "QWERT", Bibliothek "SUBLIB", persönliche Mitteilung (1986)
- Ken-85 T.J. Kennett, W.V. Prestwich und J.S. Tsai, Phys. Rev. 32 (1985) 2148
- Kun-69 P.D. Kunz, Code DWUCK University of Colorado (1969) unveröffentlicht
- Kun-77 P.D. Kunz, Code CHUCK2 University of Colorado (1977) unveröffentlicht
- Kun-82 P.D. Kunz, Programm DWUCK4 (unveröffentlicht); erweiterte Version von J.R. Comfort (1982) unveröffentlicht
- Lee-64 L.L. Lee, Jr. und J.P. Schiffer, Phys. Rev. 136 (1964) B405
- Led-78 C.M. Lederer et al., Table of Isotopes John Wiley & Sons (1978)
- Len-87 H. Lenske, Habilitationsschrift Universität München (1987)
- Len-88 H. Lenske, persönliche Mitteilung (1988)
- Lis-76 C.J. Lister et al., J. of Phys. G2 (1976) 577
- Lis-77 C.J. Lister et al., J. of Phys. G3 (1977) L75
- Mai-81 H.J. Maier, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28 (1981) 1576
- Mai-82 H.J. Maier, Nucl. Instr. and Methods 200 (1982) 113
- Mai-85 H.J. Maier et. al., Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München (1985) 160
- Mer-79 F. Merz, Zulassungsarbeit Universität München (1979)
- Mer-86 F. Merz Programme "Q3DOFF", "Q3DOBS", "WIVER", persönliche Mitteilung (1986)
- Mer-87 F. Merz, Doktorarbeit Universität München (1987)
- Nuc-76 Atomic and Nuclear Data Tables Volume 17 1 (1976)
- Ohl-70 G.G. Ohlsen, LASL-Report LA-4451, Los Alamos Sci. Lab. of the Univ. of Calif., Los Alamos, New Mexico (1970)
- Pan-84 V.R. Pandharipande, C.N. Papanicolas und J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1133
- Pap-87 C.N. Papanicolas et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2296
- Per-62 F.G. Perey und B. Buck, Nucl. Phys. 32 (1962) 353
- Pin-69 W.T. Pinkston, R.J. Philpott und G.R. Satchler, Nucl. Phys. A125 (1969) 176

- Pla-88 S.K. Platchkov et al. persönliche Mitteilung über G. Graw (1988)
- Rad-88 M.C. Radhakrishna et.al., in Vorbereitung für Nucl. Phys. A
- Rin-80 P. Ring und P. Schuck, "The nuclear many body problem" Springer Verlag New York, Heidelberg, Berlin (1980)
- Sat-69 G.R. Satchler et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1141
- Sat-83 G.R. Satchler, "Direct nuclear reactions" Clarendon Press Oxford Oxford University Press New York (1983)
- Sca-74 Scanditronix, Q3D Magnetic Spectrometers Firmenschrift (1974)
- Sch-74 H.J. Scheerer, Doktorarbeit Technische Universität München (1974)
- Sch-85 P. Schiemenz et. al., Proc. 6th Int. Symp. Pol. Phen. in Nucl. Physics, Osaka (1985) 1056
- Sei-82 N. Seichert, Doktorarbeit Universität München (1982)
- Set-74 K.K. Seth et al., Phys. Lett. 49B (1974) 157
- Sol-87 V.G. Soloviev, in Progress in Particle and Nuclear Physics 19 (1987) 107
- Str-82 J. Streets, B.A. Brown and P.E. Hodgson, J. Phys. G Nucl. Phys. 8 (1982) 839
- Sym-48 K.R. Symon, Doktorarbeit Harvard University (1948)
- Tab-75 S.L. Tabor et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1212
- Tak-87 M. Takei et al., Nucl. Phys. A472 (1987) 41
- Tam-82 T. Tamura, T. Udagawa und H. Lenske, Phys. Rev. C26 (1982) 379
- vEi-73 F.E.H. van Eijkern et al., Nucl. Phys. A210 (1973) 38
- vEi-76 F.E.H. van Eijkern et al., Nucl. Phys. A260 (1976) 124
- vCa-73 J.J.M. van Casteren, A.J.L. Verhage und J.F. van der Veen, Nucl. Phys. A210 (1973) 29
- Wil-87 B.H. Wildenthal und H. Nann, persönliche Mitteilung (1987)
- Win-85 J.S. Winfield et.al., Nucl. Phys. A437 (1985) 65

Diese Dissertation wurde am Lehrstuhl Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout im Rahmen eines Förderungsvorhabens des Bundesministeriums für Forschung und Technologie durchgeführt.

Ich danke Herrn Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout für sein freundliches und wohlwollendes Interesse am Gelingen dieser Arbeit.

Mein besonders herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Graw für die Anregung zu dieser Dissertation und die intensive Förderung. Seine stete Diskussionsbereitschaft, engagierte Betreuung und aktive Mitarbeit bei den Experimenten haben wesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Ohne die engagierte Mitwirkung von G. Eckle, R. Hertenberger, H. Kader, Dr. F. Merz und Dr. P. Schiemenz wären die hier beschriebenen Experimente nicht möglich gewesen. Ihnen allen möchte ich für die enge und freundschaftliche Zusammenarbeit herzlich danken.

Mein besonders lieber Dank gilt meiner Frau G. Eckle für ihr Verständnis und ihre Unterstützung. Die unzähligen Diskussionen mit ihr waren eine große Hilfe.

Hervorheben möchte ich das große Engagement von Herrn Dr. H.J. Maier beim Bau der verschiedenen Targetschleusen und bei der Herstellung der elementaren Phosphortargets. Ihm und den Mitarbeitern des Technologischen Labors gilt mein besonderer Dank.

Die fruchtbare Zusammenarbeit mit Herrn Dr. H. Lenske und Herrn Prof. Dr. H.H. Wolter in Zusammenhang mit der RPA-Analyse und ihrer Interpretation war sehr erfreulich. Ihnen sei an dieser Stelle für ihre Diskussionsbereitschaft gedankt.

Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. H. Nann vom IUCF, Indiana. Die Diskussionen mit ihm unterstützten die Arbeit in wesentlichen Punkten.

Die experimentellen Aufbauten wurden in der mechanischen und der elektronischen Werkstätte im Haus angefertigt. Stellvertretend für ihre Mitarbeiter danke ich Herrn H. Rauch, seinem Vorgänger W. Grotz und Herrn Dr. S. Hegewisch.

Der Rechnergruppe des Beschleunigerlaboratoriums - namentlich erwähnt seien Herr R. Lutter und Herr K. Schöffel - danke ich für das Engagement bei der Erstellung von Programmen und für die Bereitschaft, auf die Wünsche der Benutzer bei der Anwendung von Bibliotheksprogrammen einzugehen.

Schließlich danke ich Herrn H. Schumann für die Erstellung der Konstruktionszeichnungen, Frau N. Groff, Frau E. Maier und Frau B. Höring für die professionelle Ausführung der Zeichnungen und Herrn F. Schmidt für deren perfekte fotografische Reproduktion.

## Lebenslauf

|                     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
|---------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Name                | Franz Josef Eckle                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  |
| geboren             | am 4.10.1957 in Ulm/Donau                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |
| Staatsangehörigkeit | deutsch                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            |
| Familienstand       | verheiratet seit dem 12.5.1982<br>mit Gabriele Eckle, geb. Filser<br>ein Kind                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| Vater               | Franz Eckle, Land- und Gastwirt                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
| Mutter              | Gertrud Eckle, geb. Amann, Sekretärin                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
| Grundschule         | 1964 - 1967 Grund- und Hauptschule Altshausen                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| Progymnasium        | 1967 - 1973 Progymnasium Altshausen                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |
| Gymnasium           | 1973 - 1976 Gymnasium Saulgau<br>25.5.1976 Allgemeine Hochschulreife                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               |
| Studium             | 1976 - 1982 Physik Diplom an der Ludwig-<br>Maximilians-Universität München                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |
| Diplomarbeit        | Feb. 1981 - Juli 1982<br>"Entwicklung eines Hohlraumresonators im Giga-<br>hertzbereich zur Erzeugung von Kernspinpolari-<br>sation in einem Strahl von Wasserstoffatomen"                                                                                                                                                                                                                         |
| Diplomprüfung       | 16.11.1982                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |
| jetzige Tätigkeit   | seit 1.3.1983 wissenschaftlicher Angestellter bei<br>der Ludwig-Maximilians-Universität München;<br>Tätigkeit im Rahmen des Forschungsvorhabens<br>"Untersuchung von Kernreaktionen mit polarisier-<br>ten Teilchen am Münchener MP-Tandembeschleuni-<br>ger" mit Schwerpunkt Aufbau von Experimenten und<br>Mithilfe bei der Durchführung; Auswertung der<br>Daten von ( $\vec{d},p$ )-Reaktionen |







